DIE LEHRE

VOM

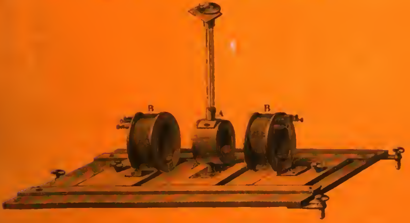
GALVANISMUS

UND

ELEKTROMAGNETISMUS.

VON

GUSTAV WIEDEMANN,
Professor der Physik am Polytechnicum zu Braunschweig



ZWEITER BAND.

ELEKTRODYNAMIK, ELEKTROMAGNETISMUS, DIAMAGNETISMUS, INDUCTION UND SCHLUSSKAPITEL.

MIT [illegible]95 HOLZSTICHEN UND EINER FARBIGEN STAHLSTICHTAFEL.

BRAUNSCHWEIG,
DRUCK UND VERLAG VON FRIEDRICH VIEWEG UND SOHN.
1 8 6 3.

Ankündigung.

Die Leistungen auf dem Gebiete der galvanischen Elektricität zu sichten und als geordnetes Ganzes darzustellen, ist der Zweck dieses Werkes.

Nach dem Plan, welcher von mir bei der Bearbeitung desselben befolgt wurde, habe ich zuerst mit möglichster Uebersichtlichkeit die in den verschiedenen Theilen der galvanischen Lehre angestellten Versuche kritisch besprochen, und bin dabei nur in sofern auf die Theorie eingegangen, als sie zur Erklärung der unmittelbar vorliegenden Thatsachen dient. Am Schlusse des Werkes ist dann die Zurückführung der Wirkungen des galvanischen Stromes auf gemeinsames Maass, so wie die von demselben gethane Arbeit behandelt worden. Hieran reiht sich endlich die Betrachtung der Ursachen der Entstehung des Stromes, sowie der Vorgänge bei seiner Bildung.

Das Werk ist in zwei Bänden erschienen. Der erste Band enthält den Galvanismus, der zweite die Elektrodynamik, den Elektromagnetismus, den Diamagnetismus, die Induction und das theoretische Schlusscapitel. Der Natur der Sache nach erforderten die in dem letzteren Bande dargestellten Theile der galvanischen Elektricitätslehre häufiger eine mathematische Behandlung als die Capitel des ersten Bandes. Auf mehrfachen Wunsch habe ich mich bemüht, die mathematischen Betrachtungen möglichst in besondere Abschnitte zusammenzudrängen, um das Werk auch den in der Mathematik weniger Geübten mit Ueberschlagung jener Abschnitte völlig zugänglich zu machen.

Der Anfangs angekündigte technische Theil bleibt einer späteren, von den beiden ersten theoretischen Theilen unabhängigen Bearbeitung vorbehalten.

G. Wiedemann.

Braunschweig. **PROSPECTUS.** October 1863

Die Lehre
vom
Galvanismus
und
Elektromagnetismus.

Von

Gustav Wiedemann,

Professor der Physik am Polytechnicum zu Braunschweig

Erster Band.

Galvanismus.

Mit 201 Holzstichen.

gr. 8. Fein Velinpapier. geh. Preis 3 Thlr. 26 Sgr.

Zweiter Band.

Wirkungen des galvanischen Stromes in die Ferne.

Mit 395 Holzstichen nnd einer farbigen Stahlstichtafel.

gr. 8. Fein Velinpapier. geh. Preis 7 Thlr. 4 Sgr.

Verlag von Friedrich Vieweg nnd Sohn in Brannschweig.

Die Leistungen auf dem Gebiete der galvanischen Elektricität zu sichten und als geordnetes Ganzes darzustellen, ist der Zweck dieses Werkes.

Nach dem Plan, welcher von mir bei der Bearbeitung desselhen befolgt wurde, hahe ich zuerst mit möglichster Uebersichtlichkeit die in den verschiedenen Theilen der galvanischen Lehre angestellten Versnche kritisch besprochen und bin dahei nur in sofern anf die Theorie eingegangen, als sie zur Erklärung der unmittelbar vorliegenden Thatsachen dient. Am Schlusse des Werkes soll dann die Znrückführung der Wirknngen des galvanischen Stromes auf gemeinsames Maass, so wie die von demselben geleistete Arbeit behandelt werden. Hieran wird sich endlich die theoretische Besprechung der Frage über die Entstehung des Stromes dnrch verschiedene Ursachen anreihen.

Ich hahe mich bemüht, die wesentlichen Leistungen auf diesem Gebiete möglichst vollständig darzustellen. Indess lag es nicht in der Ahsicht, eine ganz erschöpfende Uebersicht der Literatur desselhen zu gehen. Es schien mir dem Zwecke nicht zu entsprechen, Beobachtungen mitzutheilen, welche entweder als unrichtig anerkannt sind, oder die, ohne Rücksicht auf die einmal feststehenden Grundgesetze angestellt, nnr specielle, die Wissenschaft wenig fördernde Resultate geliefert hahen. — Dennoch sind einzelne Untersuchungen, welche einen hedeutenden historischen Werth hesitzen, selbst wenn ihre Ergebnisse dnrch spätere Forschungen eine andere Auslegung erhalten haben, wenigstens kurz herührt worden.

Zwei Gehiete sind aus dem Werke ausgeschlossen. Das eine ist die Elektrophysiologie, welche in neuerer Zeit eine so hedeutende Ausbildnng erlangt hat, dass sie als eine selhstständige Disciplin einer besonderen Bearbeitung bedürfte. Das andere Gehiet ist der Erdmagnetismus, von dem nnr soviel erwähnt wurde, als erforderlich ist, nm die galvanischen und magnetischen Resultate anf ahsolntes Maass zurückzuführen. Endlich habe ich

geglaubt, in Betreff aller derjenigen Gegenstände, welche in dem klassischen Werke von Peter Riess: „die Lehre von der Reibungselektricität", ausführlich besprochen worden sind, mich auf eine kurze Andeutung und Verweisung auf jenes Werk beschränken zu dürfen.

Das Werk erscheint in zwei Bänden. Der erste Band enthält den Galvanismus, der zweite die Elektrodynamik, den Elektromagnetismus, den Diamagnetismus, die Induction und das theoretische Schlusskapitel. — Der Natur der Sache nach erforderten die in dem letzteren Bande dargestellten Theile der galvanischen Elektricitätslehre häufiger eine mathematische Behandlung als die Capitel des ersten Bandes. Auf mehrfachen Wunsch habe ich mich bemüht, die mathematischen Betrachtungen möglichst in besondere Abschnitte zusammenzudrängen, um das Werk auch den in der Mathematik weniger Geübten mit Ueberschlagung jener Abschnitte völlig zugänglich zu machen.

Der Anfangs angekündigte technische Theil bleibt einer späteren von den beiden ersten theoretischen Theilen unabhängigen Bearbeitung vorbehalten.

Braunschweig, im October 1863.

G. Wiedemann.

Holzstiche
aus dem xylographischen Atelier
von Friedrich Vieweg und Sohn
in Braunschweig.

Papier
aus der Papier-Fabrik
der Gebrüder Vieweg zu Wendhausen
bei Braunschweig.

DIE LEHRE

VOM

GALVANISMUS

UND

ELEKTROMAGNETISMUS.

VON

GUSTAV WIEDEMANN,
Professor der Physik am Polytechnicum zu Braunschweig.

ZWEITER BAND.

ELEKTRODYNAMIK, ELEKTROMAGNETISMUS, DIAMAGNETISMUS, INDUCTION UND SCHLUSSCAPITEL.

MIT 395 HOLZSTICHEN UND EINER FARBIGEN STAHLSTICHTAFEL.

BRAUNSCHWEIG,
DRUCK UND VERLAG VON FRIEDRICH VIEWEG UND SOHN.
1863.

DIE LEHRE

VON DEN

WIRKUNGEN

DES

GALVANISCHEN STROMES

IN

DIE FERNE.

VON

GUSTAV WIEDEMANN,

Professor der Physik am Polytechnicum zu Braunschweig.

MIT 395 HOLZSTICHEN UND EINER FARBIGEN STAHLSTICHTAFEL.

BRAUNSCHWEIG,

DRUCK UND VERLAG VON FRIEDRICH VIEWEG UND SOHN.

1863.

Vorwort.

Der vorliegende zweite Band meines Werkes ist ganz nach dem Plane bearbeitet, welchen ich in der Vorrede zum ersten Bande angedeutet hatte. Durch die demselben angehängten Nachträge habe ich einige Lücken auszufüllen gesucht und die Literatur bis zum Ende des Jahres 1862 fortgeführt.

Die vielen einzelnen Thatsachen liessen sich nicht gut in gesonderte, durch ganz bezeichnende Namen charakterisirte Rubriken zusammenfassen, unter denen sie in einem alphabetischen Sachregister schnell und sicher aufzufinden wären. Ich habe es deshalb vorgezogen, neben einem möglichst vollständigen Namenregister eine gedrängte Uebersicht des Inhaltes des Werkes unter steter Verweisung auf die Parallelstellen zu geben. Mit Hülfe derselben dürfte das Auffinden der einzelnen Gegenstände keine Schwierigkeit haben, und zugleich die Anordnung des Stoffes besser zu erkennen sein, die bei der grossen Fülle der Thatsachen in dem Werke selbst etwas zurücktritt.

Der in der Vorrede zum ersten Bande angekündigte dritte, technische Theil bleibt einer späteren, von den beiden ersten theoretischen Theilen unabhängigen Bearbeitung vorbehalten.

Schliesslich sage ich meinen wissenschaftlichen Freunden, welche mich durch gütige Mittheilungen bei der Abfassung des Werkes unterstützten, meinen verbindlichsten Dank.

Braunschweig, den 27. Juli 1863.

G. Wiedemann.

Inhalt.

I. Elektrodynamik.

II. Elektromagnetismus.

I.

ELEKTRODYNAMIK.

Erstes Capitel.

Anziehung und Abstossung galvanischer Ströme.

I. Allgemeine experimentelle Resultate.

Ausser den Wirkungen, welche der galvanische Strom unmittelbar 1
in den von ihm durchflossenen Leitern ansübt, äussert derselbe auch noch besondere Wirkungen in die Ferne hin. Unter denselben tritt zunächst eine Anziehung und Abstossung der vom Strom durchflossenen Leiter hervor. — Die Darstellung dieser Erscheinungen in all ihren Beziehungen umfasst das mit dem Namen der **Elektrodynamik** belegte Gebiet der galvanischen Elektricitätslehre.

Um die Anziehung und Abstossung der Stromleiter zu zeigen, bedient man sich folgendes, in seinen Haupttheilen zuerst von **Ampère** angegebenen Apparates [1]).

Auf einem Brett (Fig. 1 a. f. S.) sind dicht neben einander zwei Ständer v und t von Messing aufgestellt, welche unten Klemmschrauben zur Befestigung der Leitungsdräthe tragen. Am Ende der horizontalen Arme der Ständer sind kleine Näpfchen x und y von Stahl eingesetzt, welche mit Quecksilber gefüllt werden. In diese werden die in Stahlspitzen endi-

---

[1]) **Ampère**, Ann. de Chim. et de Phys. T. XV, p. 59 u. 170. 1820;* T. XVIII, p. 88 u. 313. 1821;* T. XXVI, p. 390. 1824;* Recueil d'observations électrodynamiques. — Gilb. Ann. Bd. LXVII, S. 113, 127.* Mémoire sur la théorie mathématique des phénomènes électrodynamiques. Mémoires de l'académie de Paris T. VI, 1823.* — Vgl. auch **Démonferrand**, Handbuch der dynamischen Elektricität, deutsch von **Fechner**, Leipzig 1824.*

genden Endpunkte verschiedenartig gebogener Kupfer- oder Messingdräthe u. s. f. eingesetzt.

Man leitet den Strom der Säule erst durch einen Gyrotropen, dann durch die beiden Ständer *v* und *t* zu den eingehängten Dräthen.

Hängt man zuerst einen Drath *h*, wie Fig. 2, in die Näpfe *x* und *y* ein, welcher so gebogen ist, dass der Strom denselben in der Richtung der

Fig. 1.

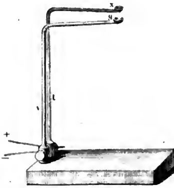
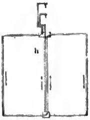


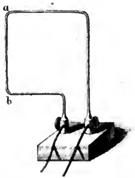
Fig. 2.



Pfeile durchfliesst, wenn der obere Napf *x* durch den Ständer *t* mit dem positiven, Napf *y* durch Ständer *v* mit dem negativen Pol der Säule verbunden ist, so richtet sich derselbe durch äussere Einflüsse in keiner Weise. Er ist **astatisch**.

Nähert man nun der einen oder anderen senkrechten Seite des Leiters einen verticalen auf einem Brett befestigten Drath *ab*, Fig. 3, durch den vermittelst Klemmschrauben ein Strom z. B. von oben nach unten von *a* nach *b* geleitet wird, so bewegt sich der Leiter *h* zu diesem Drathe hin. Durchfliesst der Strom den Drath *ab* in entgegengesetzter Richtung, so dass er ihn von unten nach oben durchströmt, also in seiner Richtung den in den Seiten des Leiters *h* fliessenden Strömen entgegengesetzt gerichtet ist, so entfernt sich der Leiter *h* von dem Drathe *ab*. — Kehrt man die Richtung des Stromes im Drathe *h* um, so tritt gerade das entgegengesetzte Verhalten ein. **Sind demnach in zwei Leitern zwei gleich gerichtete Ströme vorhanden, so ziehen sich dieselben an; sind die Ströme entgegengesetzt gerichtet, so stossen sie einander ab.**

Fig. 3.



Es ist bei diesen Versuchen wesentlich, dass die Ständer, durch wel- 2
che die Ströme zu den frei aufgehängten Dräthen geführt werden, möglichst nahe bei einander stehen, damit die elektrodynamischen Wirkungen der auf- und absteigenden Ströme in ihnen sich möglichst aufheben. — Bei dem beschriebenen Statif kann man die aufgehängten Leiter nicht ganz im Kreise herumführen. Dies ist indess bei einem recht zweckmässigen von **Sturgeon**[1]) angegebenen Statif der Fall. Dasselbe besteht im Wesentlichen aus einem auf einem Brett befestigten verticalen Metallstabe *ab* (Fig. 4), der oben ein Quecksilbernäpfchen *a* trägt, unten mit der Klemmschraube *c* verbunden ist. Concentrisch zu dem Stabe, aber isolirt von demselben ist ein Metallrohr *ef* auf dem Statif befestigt, welches unten mit der Klemmschraube *g* verbunden ist. An demselben verschiebt sich eine kreisförmige Rinne *r* von Metall, die mit Quecksilber gefüllt wird. Die Leiter werden mit ihrem einen Ende in das Näpfchen *a* eingehängt. Ihr anderes Ende taucht in die Rinne *r*. Unten sind sie so ausgebogen, dass sie das Rohr *ef* nicht berühren. Da bei diesem Apparat die in die Rinne *r* tauchende Spitze der Leiter excentrisch im Quecksilber läuft, erleidet sie eine grössere Reibung als bei dem zuerst beschriebenen Apparate, der deshalb in den meisten Fällen vorzuziehen ist.

Fig. 4.



Die Anziehungs- und Abstossungserscheinungen der Leiter lassen sich nach **Buff** auf eine andere Weise sehr gut darlegen.

Man hängt zwei spiralförmig aufgewundene Streifen von Kupferblech (Fig. 5 a. f. S.), deren Windungen durch ein zwischengelegtes Seidenband von einander isolirt sind, an ihren freigelassenen, etwa 1 Meter langen Enden parallel neben einander auf. Leitet man durch beide Spiralen Ströme in gleicher Richtung, so zieht jede Windung der ersten jede Windung der zweiten an, und die Spiralen nähern sich einander. Sind die Ströme entgegengesetzt gerichtet, so stossen die Spiralen einander ab.

Mit wachsender Intensität des Stromes in dem einen oder anderen oder beiden Leitern nehmen die Anziehungs- und Abstossungserscheinungen an Energie zu. Entfernt man die Leiter weiter von einander, so vermindert sich die wechselseitige Einwirkung derselben.

Leitet man durch die einander genäherten Leiter, statt zweier ver- 3
schiedener von einander getrennter Ströme, denselben Strom nach einan-

[1]) **Sturgeon**, Ann. of El. T. VIII, p. 337. Mai 1842.

der in gleicher oder entgegengesetzter Richtung, so zeigen sich dieselben Erscheinungen. Es folgt daraus, dass auch **zwei Theile desselben Stromkreises, in denen der Strom gleich gerichtet ist, einander anziehen, und zwei Theile, in denen er entgegengesetzt gerichtet ist, einander abstossen.**

Fig. 5.

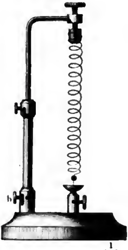


1/10

Den ersten Theil dieses letzteren Gesetzes kann man noch durch folgenden Apparat nachweisen.

An einem Statif von Messing, Fig. 6, welches bei *b* eine Klemmschraube trägt, hängt eine Spirale von dünnem und etwas hartem Messingdrath, deren Windungen nahe an einander liegen. Unterhalb ist die Spirale durch ein kleines an ihr Ende gelöthetes Gewicht

Fig. 6.



1/8

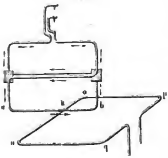
gespannt erhalten, welches in einer Stahl- oder Platinspitze endet. Diese Spitze taucht in ein mit Quecksilber gefülltes Näpfchen so ein, dass es die Oberfläche des Quecksilbers gerade berührt. Verbindet man die Klemmschraube bei *b* und das Quecksilber mit den Polen der Säule, so durchfliesst der Strom alle Windungen der Spirale in gleicher Richtung. Dieselben ziehen sich gegenseitig an, die Spirale verkürzt sich und die Spitze hebt sich aus dem Quecksilber. Der Strom ist unterbrochen, es hört der Grund der Anziehung der einzelnen Windungen der Spirale auf;

dieselbe dehnt sich wieder aus, ihre Spitze taucht in das Quecksilber und die Contraction der Spirale beginnt von Neuem. So geräth dieselbe in regelmässige senkrechte Schwingungen [1]).

Ebenso wie parallele Leiter, welche von Strömen durchflossen werden, zeigen auch dergleichen Leiter, welche einen kleineren oder grösseren Winkel mit einander bilden, die Anziehungs- und Abstossungserscheinungen. 4

Hängt man an das Fig. 1 gezeichnete Statif einen Leiter, wie in Fig. 7, und bringt unter denselben einen zweiten vom Strom durchflossenen Drath *ponq*, so dreht sich der aufgehängte Leiter so herum, dass seine Seite *ab* mit der Richtung von *no* parallel steht, wenn in *ab* und *no* die Ströme in den Richtungen von *a* nach *b* und *n* nach *o* fliessen. Bezeichnen wir die Kreuzungsstelle beider Leiter, in welcher eine senkrechte Linie beide schneidet, mit *k*, so fliessen in diesem Falle in beiden Leitern die Ströme von *a* und *n* zur Kreuzungsstelle hin und von derselben fort nach *b* und *o*. Ist die Richtung der Ströme in einem der beiden Leiter entgegengesetzt, so stellen sich dieselben so, dass wiederum in beiden Leitern der Strom gleiche Richtung hat.

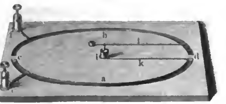
Fig. 7.



Also auch zwei gekreuzte Leiter ziehen sich an, wenn in beiden der Strom zu der Kreuzungsstelle hin oder von derselben fort fliesst; sie stossen sich ab, wenn in einem derselben der Strom zur Kreuzungsstelle hin, im anderen von der Kreuzungsstelle fort fliesst.

Dasselbe Resultat lässt sich auf folgende Weise gleichfalls zeigen: 5

Fig. 8.



In ein viereckiges Brett, Fig. 8, sind zwei halbkreisförmige Rinnen *a* und *b* eingegraben, welche bei *c* und *d* durch Holzwände von einander getrennt sind und mit Quecksilber gefüllt werden. In dieselben tauchen zwei von den Klemmschrauben *e* und *f* kommende Eisen- oder Platindräthe. In dem Centrum des

[1]) Roget, Darstellung des Elektromagnetismus, deutsch v. Kottenkamp, S. 136 u. 137; Pogg. Ann. Bd. XXXVI, S. 550. 1835.*

aus *a* und *b* bestehenden Kreises ist ein niedriges Metalllager befestigt, um dessen Fuss sich ein Drath *k* drehen lässt, dessen Ende in die Rinne *a* taucht. Das Lager *i* trägt oben einen kleinen stählernen Napf voll Quecksilber, in welchem auf einer Stahlspitze der Drath *l* leicht beweglich schwebt. Derselbe taucht mit seinem einen Ende in die Rinne *b*, sein anderes kürzeres Ende ist durch ein Gegengewicht äquilibrirt. — Verbindet man die Klemmen *f* und *e* mit den Polen der Säule, und dreht die Dräthe *k* und *l* so, dass sie in einer gegeneinander geneigten Stellung in die Rinnen tauchen, so fliesst der Strom durch beide Dräthe in entgegengesetzter Richtung, und Drath *l* dreht sich von Drath *k* fort.

Leitet man nach Garthe einen Strom durch einen in etwa 10 Windungen um einen Rahmen gewundenen Kupferdrath *abcd*, Fig. 9, vermittelst der an seinen Enden befestigten Klemmen *k* und *z*, und hängt in ihn einen auf einer Stahlspitze schwebenden etwas kleineren Rahmen hinein, der gleichfalls mit Drath umwunden ist, dessen Enden in zwei halbkreisförmige und mit Quecksilber gefüllte Rinnen *p* und *q* eintauchen, so kann man diese Anziehungs- und Abstossungserscheinungen der gekreuzten Ströme gleichfalls zeigen, wenn man die Rinnen *p* und *q* vermittelst der Klemmschrauben *v* und *w* mit den Polen einer zweiten Säule verbindet [1]).

Fig. 9.



6 Die Abstossung der beiden Dräthe des Apparates (Fig. 8), wird auch noch stattfinden, wenn sie in einem grösseren Winkel gegen einander geneigt sind, nur wird sie kleiner werden, da sich die einzelnen Theile der Dräthe weiter von einander entfernt haben. — Selbst wenn der Winkel zwischen beiden Dräthen ein stumpfer geworden ist, findet die Abstossung noch statt, und es tritt erst ein Gleichgewicht ein, wenn der bewegliche Drath *l* mit Drath *k* einen Winkel von 180° bildet, also mit ihm in einer geraden Linie liegt. Dann geht der Strom in gerader Richtung durch *k* und *l*, und beide Dräthe stellen gewissermaassen zwei auf einander folgende Theile desselben geradlinigen Leiters dar.

Es fragt sich, ob nicht auch noch in dieser Lage eine Abstossung der Dräthe stattfindet.

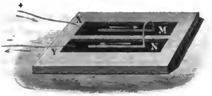
Diese Frage lässt sich durch folgenden Versuch bejahend beantworten:

In ein rechteckiges Brett, Fig. 10, sind zwei parallele Rinnen *M* und *N* eingeschnitten, welche mit Quecksilber gefüllt werden. In das eine Ende der Rinnen tauchen zwei Eisendräthe, welche mit den Polen einer galvanischen Säule (2 bis 3 Grove'schen Elementen) verbunden sind.

[1]) Garthe, Müller's Physik [5] Bd. II, S. 344.*

Ein Bügel von Eisenblech ist überall mit Siegellack stark lackirt, nur an den Enden seiner horizontalen Dräthe mit blanker metallischer Oberfläche versehen. Legt man diesen Bügel mit seinen horizontalen Armen auf das Quecksilber in den Rinnen M und N an dem den Leitungsdräthen zunächst liegenden Ende, so schwimmt der Bügel nach dem anderen Ende der Rinnen. Der Strom fliesst jetzt von dem Quecksilber der Rinnen in gerader Richtung in die horizontalen Arme des Bügels ein, so dass diese eine gerade Fortsetzung der Stromesleitung im Quecksilber bilden.

Fig. 10.



Es stossen sich hiernach die auf einander folgenden Theile eines vom Strom durchflossenen geradlinigen Leiters ab.

Diese Abstossung zeigt sich auch bei einem Versuch von Faraday [2]). 7
Er hing an die eine Seite eines Wagebalkens einen 2 Zoll langen kupfernen Bügel, von dessen Enden zwei amalgamirte Kupferdräthe in Quecksilbernäpfe hineinhingen, und der durch Gegengewichte äquilibrirt war. So wie die Leitungsdräthe einer Säule in jene Näpfe eingetaucht wurden, hob sich der Bügel über einen Zoll hoch und sank beim Oeffnen des Stromes wieder herab.

Sehr bedeutend war diese Abstossung bei einem Versuche von Lenz, als er die Schliessung einer grösseren Batterie von 12 Wollaston'schen Elementen von je 3 Quadratfuss Oberfläche durch $13^1/_2$ Gramm schwere Kupferbügel herstellte, welche mit ihren Enden in Quecksilbernäpfe eintauchten. Bei Vollendung der Schliessung sprangen die Bügel aus den Quecksilbernäpfen heraus [3]).

Auch das Zerreissen eines vom Strom durchflossenen und geschmolzenen Platindrathes (Th. I., §. 521) kann zum Theil von dieser Abstossung der auf einander folgenden Theile des Leiters herrühren.

In einer anderen Art beobachtete Davy diese Abstossung. Er führte von unten durch den Boden einer Schale zwei Leitungsdräthe in dieselbe, welche bis auf ihre flach gefeilten und polirten Endflächen mit Siegellack bestrichen waren. Bei anderen Versuchen wurden diese Dräthe durch beiderseits offene Glasröhren ersetzt, welche mit Quecksilber gefüllt waren, und in welche ausserhalb der Schale die Leitungsdräthe der Säule eingesenkt werden konnten. In die Schale wurde so viel Quecksilber gegossen,

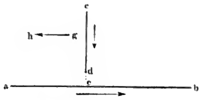
1) Ampère et de la Rive, Ann. de Chim. et de Phys. T. XX, p. 420, T. XXI, p. 46. 1822* u. l. c. — 2) Faraday, Quarterly Journal of Science Vol. XII, p. 416. Exper. Res. Vol. II, p. 151. 1821.* Gilb. Ann. Bd. LXXII, S. 127.* — 3) Lenz, Pogg. Ann. Bd. XLVII, S. 461. 1839.*

dass es etwa eine Linie über den Endflächen der Dräthe oder Glasröhren stand. Sowie ein starker Strom durch die Leitungsdräthe oder Glasröhren in das Quecksilber geleitet wurde, hob sich das letztere über den Endflächen derselben kegelförmig in die Höhe, und floss von da nach allen Seiten ab. Wurde der Oberfläche des Quecksilbers ein Magnetpol, gleichviel ein Nord- oder Südpol genähert, so senkten sich die Kegel oder verwandelten sich sogar in Vertiefungen von 6 Linien, indem nun das Quecksilber in eine elektromagnetische Rotation um die Endflächen der Leitungsdräthe versetzt wurde und so von denselben vermöge der Centrifugalkraft floh [2]) (s. weiter unten). Geschmolzenes Zinn an Stelle des Quecksilbers zeigte dieselben Resultate.

8 Aus den in §. 1 bis 6 beschriebenen Grundphänomenen der Elektrodynamik lassen sich noch einige interessante Folgerungen unmittelbar ableiten:

Es fliesse ein Strom durch einen langen horizontalen Drath ab, Fig. 11, in der Richtung von a nach b. In gleicher Ebene mit ab befinde sich ein geradliniger und auf ab senkrechter Leiter cd, in welchem gleichfalls ein Strom, z. B. in der Richtung von c nach d fliessen möge. Die Verlängerung des Leiters cd mag ab in e schneiden.

Fig. 11.



In den Leitern aeb und dc fliesst nun der Strom von a und c zur Kreuzungsstelle e hin; es findet also eine Anziehung von cd nach der Seite a des Leiters aeb statt. Dagegen fliesst in cd der Strom gegen e hin, in aeb aber von e nach b fort, so dass von der Seite eb eine Abstossung auf den Leiter de ausgeübt wird. Ist ab unendlich lang, so wird die Anziehung der Abstossung gleich sein. — Ist nun cd nur in seiner eigenen Richtung von c nach d beweglich, so hebt sich die Anziehung und Abstossung auf. Drath cd bleibt in Ruhe. Ist aber der Drath cd sich selbst parallel verschiebbar, so wird er sich in Folge der auf ihn einwirkenden Kräfte in der Richtung des Pfeiles von g nach h bewegen.

Ist der Drath ab zu einem horizontalen Kreise gebogen, und kann der verticale Drath cd über diesem Kreise nur um eine durch seinen Mittelpunkt gehende verticale Axe sich drehen, so wird er in der Richtung von b nach a durch e hin rotiren.

Geht einer der beiden durch ab oder cd geleiteten Ströme in ent-

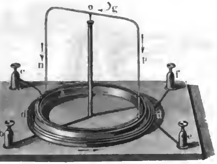
[1]) Davy, Phil. Trans. 1823, p. 153; Ann. de Chim. et de Phys. T. XXV, p. 67.* — [2]) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. LXXVII, S. 3. 1849.*

gegengesetzter Richtung, so findet auch die Rotation in entgegengesetztem Sinne statt.

Diese Rotation lässt sich in folgender Weise zeigen [1]: 9

Auf einem Brett (Fig. 12) ist eine kreisförmige Rinne *a a* von Holz befestigt. Diese Rinne wird mit Quecksilber gefüllt und letzteres durch einen Drath mit der Klemmschraube *c* verbunden. In der Mitte der Rinne steht ein senkrechter Metallstab, der unterhalb mit der Klemmschraube *b* in Verbindung steht, oberhalb aber ein kleines polirtes Näpfchen von Stahl trägt, welches mit Quecksilber gefüllt wird. In diesem Näpfchen schwebt der kupferne Bügel *n o p*, an dessen unteren Enden Platinspitzen angelöthet sind, die in die Rinne *a a* eintauchen.

Fig. 12.



Legt man um die Rinne eine aus einem Kupferblechstreifen gewundene Spirale *d d*, deren Windungen durch ein Seidenband von einander isolirt sind, und leitet durch diese Spirale vermittelst der Klemmschrauben *e* und *f*, sowie durch den Bügel *n o p* vermittelst der Klemmschrauben *b* und *c* einen Strom in der einen oder anderen Richtung, so rotirt der Bügel. (Bei der in der Figur gezeichneten Richtung der Ströme in der Richtung des Pfeiles *g*.)

Man kann den Bügel hierbei mit längeren senkrechten Armen versehen, gegen welche dann die Anziehungen und Abstossungen ausgeübt werden, wie in der Figur, oder auch nur die letzteren ganz kurz nehmen, so dass dann die Wirkung des Stromes in der Spirale namentlich auf den horizontalen Theil des Bügels statt hat.

Statt durch den Bügel einen Strom von einem besonderen Elemente 10 zu leiten, kann man auch die Rinne, in welche seine unteren Enden eintauchen, aus Zinkblech verfertigen und den im Centrum der Rinne stehenden Metallstab durch einen an beide gelötheten Kupferdrath mit ihr verbinden. An den Bügel selbst löthet man unten einen horizontalen Kupferring, welcher in die Rinne hineinhängt. Füllt man letztere mit saurem Wasser oder Kochsalzlösung, so stellt der Bügel selbst mit der Rinne ein Element dar, in welchem der Strom im Bügel von unten nach

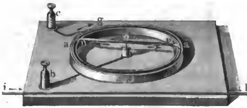
[1]) Ampère, l. c. Vgl. auch Savary Ann. de Chim. et de Phys. T. XXII, p. 91* u. Ampère, Theorie, p. 219*.

oben fliesst. Nimmt man die Rinne von Kupfer, den Ring am Bügel von Zink, so geht der Strom in entgegengesetzter Richtung.

11 Eine fernere, auf denselben Principien beruhende Rotation ist die folgende.

Man ersetzt den Bügel *nop* des Apparates Fig. 12 (a. v. S.) durch einen ganz flachen Bügel, Fig. 13. Leitet man vermittelst der Klemmschrau-

Fig. 13.



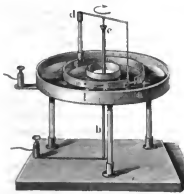
ben *b* und *c* einen Strom durch den Bügel von der Mitte *o* nach beiden Seiten *n* und *p*, und nähert dem Apparat einen horizontalen gleichfalls vom Strom durchflossenen Drath *ik*, so rotirt der Bügel. Ist die Richtung des Bügels nämlich zuerst senkrecht gegen *ik*, so wirkt der in *ik* fliessende Strom am stärksten auf den Strom in dem ihm zunächst liegenden Arm des Bügels, welcher sich so dreht, dass er zuletzt dem Drath *ik* parallel steht. In dieser Lage wird nun der Arm *op* von *ik* angezogen, der Arm *w* abgestossen; Arm *op* stellt sich senkrecht auf *ik*, um wieder in der Richtung des Pfeils *g* seine Rotation fortzusetzen.

Man kann diese Rotation noch in einer anderen Art herstellen [1]). Man verbindet die Pole einer Säule mit einer mit verdünnter Säure gefüllten metallnen Rinne *a* Fig. 14 und einem in der Mitte derselben befindlichen Metallstab *b*, der oben einen Quecksilbernapf *c* trägt. Auf diesen stellt man den Leiter *dfgh*. Derselbe besteht aus einem Metallring *fgh*, welcher bei *f* durch einen nichtleitenden Körper, z. B. ein Stück Glas oder Elfenbein unterbrochen ist, und dem ihn tragenden Bügel *fdg*, der zwischen *d* und *g* aus einem Glasstab, zwischen *d* und *f* aus einem Drath gebildet ist. Der Ring *fgh* taucht in das saure Wasser der Rinne *a*. Der bei *c* in den Leiter *dfgh* eintretende positive oder negative Strom fliesst durch *df* und dann durch den Ring *fgh*. Von den einzelnen Punkten desselben *k* fliesst dann der Strom in radialer Richtung *kl* durch die Säure zur Rinne *a*. Es entsteht auf diese Weise eine Abstossung zwischen den Stromestheilen *fk* und *kl*, welche im Ringe *fgh* zu den einzelnen Punkten *k* hin und von diesen durch die Säure der Rinne fort fliessen; eine Anziehung zwischen letzteren und den im Ringe über die betreffenden Punkte hinausfliessenden Stromestheilen *km*. Der Ring rotirt daher im Sinne der

[1]) Ampère, Theoré p. 219;* Ann. de Chim. et de Phys. T. XXVI, p. 145.*

Richtung des Stromes, und die Säure in der Rinne müsste, wenn die Reibung sie nicht hinderte, im entgegengesetzten Sinne rotiren. Die Richtnng dieser Rotation ändert sich nicht, wenn man die Stromesrichtung im Apparate wechselt, nnr wird sie in dem einen Falle dnrch die Wirkung des Erdmagnetismus auf den Apparat beschleunigt, in dem anderen verzögert.

Fig. 14.

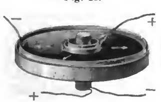


Diese Rotation ist zugleich ein Beweis, dass die zwischen den Elementen fk oder km und kl wirkenden Kräfte nicht auf den Elementen km vertical stehen, denn dann könnte der aufgehängte Leiter nicht rotiren.

Auch ein flüssiger Stromleiter rotirt genau in derselben Weise, wie 12
ein fester unter Einfluss des Stromes. Senkt man z. B. in ein Schälchen voll Qnecksilber im Centrum nnd am Rande die von den Polen der Säule kommenden Leitungsdräthe, so fliesst der Strom im Quecksilber in der Verbindungslinie der letzteren mit der grössten Intensität. Legt man daher um den äusseren Rand des Schälchens in einer horizontalen Ebene einige Drathwindungen, so rotirt das Qnecksilber, wenn man durch dieselben einen Strom leitet, indem dieser auf die zwischen den Leitungsdräthen liegenden Theile des Quecksilbers wie auf einen festen Leiter wirkt.

Hat man das Schälchen durch ein ringförmiges, mit Qnecksilber gefülltes Gefäss von Holz, Fig. 15, ersetzt, in welches zwei concentrische, mit den Polen der Säule verbnndene Kupferringe eingelegt sind, und bringt in den inneren Hohlranm des Ringes einige horizontale Drathwindnngen, welche in gleicher Richtung vom Strom durchflossen sind, wie bei dem oben beschriebenen Versuch, so rotirt das Quecksilber in entgegengesetzter Richtung wie dort, wenn der durch das Quecksilber in der Rinne geleitete Strom ebenso wie dort von innen nach aussen (in der Figur) oder nmgekehrt fliesst.

Fig. 15.



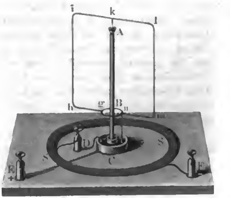
[1]) Davy, l. c.; Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. LXXVII. S. 22. 1849.

Diese Gesetze gelten indess nur, so lange der auf den radialen Strom im Quecksilber wirkende Kreisstrom mit jenem in einer Ebene liegt. Sobald er über dieselbe gehoben oder unter dieselbe gesenkt wird, kann sich die Richtung der Rotation ändern. Man kann diese Erscheinungen am einfachsten ableiten, wenn man sich, nach Anleitung der §. 95 u. flgde., den Kreisstrom durch einen kleinen Magnet ersetzt denkt, und dann dieselben Betrachtungen wie in §. 115 anstellt (s. weiter unten).

13 In einem speciellen Fall kann indess ein geschlossener Leiter einen beweglichen Stromesleiter nicht in continuirliche Bewegung versetzen. Dieser Fall tritt ein, wenn ein kreisförmiger Strom auf einen beliebig geformten Leiter wirkt, dessen Endpunkte in der auf dem Centrum des Kreisstromes errichteten Verticalen liegen, welche zugleich als Drehungsaxe dient.

Ampère [1]) hat sich zum Beweise dieses Satzes eines Apparates bedient, dessen Construction im Wesentlichen folgende ist: Auf einen Metallstab AB (Fig. 16) ist oben ein Quecksilbernapf A aufgesetzt. Unten ist derselbe mit der Klemmschraube E in Verbindung. Daselbst umgiebt ihn eine von ihm isolirte mit Quecksilber gefüllte Rinne C, die mit der Klemmschraube D verbunden ist. Concentrisch zu dem Stab AB ist eine flache Drathspirale S horizontal angebracht, deren eines Ende mit der Klemmschraube D, deren anderes mit einer dritten Klemmschraube F verbunden wird. In den Quecksilbernapf A wird ein Leiter $ghiklm$ eingesetzt, von dem unterhalb eine Metallspitze in das Quecksilber der Rinne C taucht. Dieser Leiter ist unten ringförmig, so dass er den Stab AB umfasst, ohne ihn zu berühren. Verbindet man die Klemmschrauben E und F mit den Polen der Säule, so theilt sich der durch Stab AB gehende Strom bei k und fliesst durch beide Arme des Leiters kih und klm zur Quecksilberrinne c, und von da weiter durch die Spirale S. Trotzdem bleibt der Leiter in jeder Lage in Ruhe oder nimmt, wenn die Spirale SS nicht ganz kreisförmig ist oder excentrisch zu AB liegt, eine feste Gleichgewichtslage an.

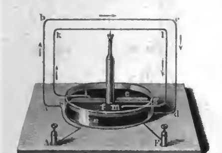
Fig. 16.



[1]) Ampère, Ann. de Chim. et de Phys. T. XX, p. 414. 1822.

Bei allen bisher beschriebenen Rotationen rotirt stets nur ein Theil der Leitung, welcher eine nicht in sich geschlossene Bahn darstellt. Dagegen kann die Wechselwirknng zweier ganz geschlossener Leiter niemals eine continnirliche Rotation derselben erzengen, wenn wir nicht in gewissen Momenten die Stromesrichtung in dem einen von ihnen wechseln; denn die zwischen den geschlossenen Stromesleitern wirkenden Kräfte sind reine Anziehungskräfte, welche die einzelnen Theile der Ströme so einzustellen streben, dass unter den obwaltenden Bedingungen die Anziehung ein Maximum, die Abstossung ein Minimnm wird. — Aendert man aber in bestimmten Zeiten die Richtung des Stromes in dem einen Leiter, so kann man eine Rotation herstellen [1]). Es sei *a b c d*, Figur 17, ein viereckiger Leiter, dessen eines Ende mit der Klemmschranbe *A* verbunden ist. In dem Leiter befindet sich ein kreisförmiges Schälchen voll Quecksilber, welches in der Mitte durch eine niedrige Glaswand *g* so getheilt ist, dass die Quecksilbermassen in beiden Hälften *f* und *e* gerade nicht mit einander communiciren. Das Ende *d* des Leiters *a b c d* ist nun mit dem Quecksilber in der Hälfte *e*, und das Quecksilber in der Hälfte *f* mit der Klemmschraube *F* verbnnden. Die Glaswand *g* befindet sich in der Ebene des Leiters *a b c d*. Man setzt nun einen zweiten viereckigen Leiter *i k l m*, der oben eine Stahlspitze trägt, auf ein im Inneren des Leiters *a b c d* auf einen Glasstab befestigtes Lager, so dass seine Enden *i* und *m* in die Hälften *e* und *f* des Quecksilberschälchens eintauchen. Die Enden *i* und *m* können so nahe an einander sich befinden, dass der Leiter *i k l m* als in sich geschlossen betrachtet werden könnte. Verbindet man jetzt die Klemmschranben *A* und *F* mit den Polen der Säule, so durchfliesst der Strom die Leiter *a b c d* und *i k l m*, z. B. in der durch die Pfeile angedeuteten Richtung. Beide Leiter nähern sich einander, so dass Seite *i k* zu *a b*, *l m* zu *c d* sich hin bewegt. Sowie die Leiter aber in einer **Ebene sich befinden und *i k l m* dnrch sein Beharrungsvermögen ein wenig weiter schwingt, tauchen jetzt seine Enden in die Hälften des Quecksilbers in entgegengesetztem Sinne wie vorher, das Ende *i* in *f* und *m* in *e*. Der Strom in *i k l m* ist dadnrch nmgekehrt; er wird von *a b c d* abgestossen und setzt seine zuerst angenommene Bewegung fort, indem die Stro-**

Fig. 17.



1) **Ritchie**, Phil. Mag. [3] Vol. IV, p. 13. 1834;* Pogg. Ann. Bd. XXXI, S. 206.*

mesrichtnng in ihm sich jedesmal ändert, wenn er durch die Ebene von *abcd* hindurch gegangen ist.

II. Grundgesetze der Elektrodynamik.

15 Das allgemeine Gesetz der Anziehung und Abstossung der einzelnen Elemente der vom Strome durchflossenen Leiter folgt aus den vorher angeführten Versuchen noch nicht. Zu seiner Begründung hat deshalb Ampère (l. c.) ausser den §. 1 bis 6 beschriebenen noch mehrere Versuche angestellt, welche im Wesentlichen folgendermaassen ausgeführt wurden:

I. Hängt man an dem Statif, Fig. 18, den viereckigen Leiter *abcd* auf, leitet durch den Apparat einen Strom, und nähert der einen senkrechten Seite des Leiters einen vom Strom durchflossenen Drath, Fig. 19, wel-

Fig 18.

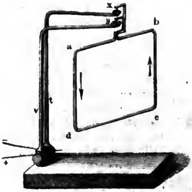


Fig. 19.

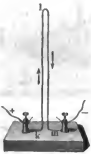


Fig. 20.



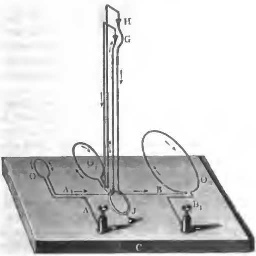
cher aus zwei parallelen dicht neben einander liegenden Stücken *kl* und *lm* besteht, in deren einem der Strom auf-, in dem anderen absteigt, so heben sich die Wirkungen der beiden Stücke völlig auf; der bewegliche Leiter bleibt in Ruhe. Ersetzt man die eine Hälfte dieses Leiters, z. B. *lm* durch einen in sehr kleinen Windungen um *lk* beliebig hin und her gewundenen Drath, Fig. 20, der *lk* indess nirgends berührt oder vor ihm durch eine Umspinnung mit Seide geschützt ist, so findet gleichfalls keine Einwirkung dieses vom Strom durchflossenen Leiters auf den beweglichen Leiter *abcd* statt. Der in kleinen Windungen um den geraden Drath gebogene Leiter wirkt also wie ein zweiter geradliniger.

Es lässt sich daher jedes kleine Element *a* eines Stromes durch eine Reihe kleiner Elemente ersetzen, die aneinander liegend denselben Anfangs- und Endpunkt haben wie jenes und mit ihm ein beliebig vielseitiges Polygon bilden; von dem Element *a* aber nur unendlich wenig entfernt sind.

Daraus folgt weiter, dass man die elektrodynamische Wirkung eines in dem Mittelpunkt eines Coordinatensystems liegenden Elementes eines vom Strom durchflossenen Leiters ersetzen kann durch die Wirkungen seiner Projectionen auf die drei Coordinatenaxen, welche von Strömen von derselben Intensität durchflossen sind wie jenes.

II. Auf einem Brett, Fig. 21, sind in einem Abstand von etwa 1 Decimeter zwei horizontale Kreise von Drath O und O_{II} befestigt, deren 16

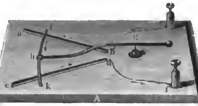
Fig. 21



Radien im Verhältniss von 1 : 4 stehen. Die Enden A und B_I der zwei Drathkreise sind mit Klemmschrauben verbunden. Die Enden A_I und B führen zu den senkrecht über einander liegenden stählernen Quecksilbernäpfen G und H. In diese Näpfe ist vermittelst Stahlspitzen ein dritter an zwei verticalen Dräthen hängender Drathkreis O_I eingefügt, welcher zur Erhaltung seiner horizontalen Lage bei I ein Gegengewicht trägt. Der Radius des Kreises O_I ist doppelt so gross als der von O. Ein von den Quecksilbernäpfen auf das Brett C gefälltes Loth theilt den Abstand zwischen den Kreisen O und O_{II} im Verhältniss von 1 : 2. Leitet man den Strom jetzt zu den Klemmschrauben A und B, so durchfliesst derselbe die Kreise in der Richtung der in der Figur gezeichneten Pfeile. Die Kreise O und O_I, O_I und O_{II} stossen sich also ab, da der Strom in je zwei benachbarten Theilen derselben entgegengesetzt gerichtet ist. Lässt man den Kreis O_I frei schwingen, so nimmt er eine solche Gleichgewichtslage an, dass die Abstände der Mittelpunkte der Kreise $O\,O_I$ und $O_I\,O_{II}$ sich wie 1 : 2 verhalten, also in demselben Verhältniss stehen, wie die Radien je zweier auf einander folgender Kreise.

17 III. Auf einem Brett A (Fig. 22) sind zwei mit Quecksilber gefüllte Rinnen ab und cd eingegraben, welche, ohne mit einander zu communiciren, bei b und d in einem spitzen Winkel zusammenlaufen. Von b und d aus gehen aus den Rinnen Leitungsdräthe zu den Klemmen e und f. In dem Punkt g, wo die Rinnen bei ihrer Verlängerung sich schneiden würden, ist an einer senkrechten Axe ein aus einem Nichtleiter, z. B., Holz verfertigter Arm gh leicht beweglich angebracht, welcher bei h einen Drath ik trägt, der die Form eines um den Mittelpunkt g mit dem Radius gh geschlagenen Bogens besitzt. Dieser Drathbogen ruht auf dem Quecksilber der Rinnen ab und cd.

Fig. 22.



Verbindet man die Klemmen e und f mit den Polen der auf der Seite ac des Brettes A aufgestellten Säule, so durchfliesst der Strom die Rinnen und den Drathbogen in der Richtung der in der Figur angegebenen Pfeile. — Ist nun Bogen ik so gestellt, dass er senkrecht auf dem Arm gh steht, so bleibt er beim Schliessen des Stromes im Gleichgewicht. Ist der Bogen aber gegen gh in einem anderen Winkel geneigt, so bewegt er sich nach der Rinne hin, welche auf der Seite des spitzen Winkels zwischen dem Bogen ik und dem Arm gh liegt.

Aus diesem dritten Versuch lässt sich folgender Schluss ziehen: Die Rinnen ab und cd stossen bei b und d so dicht zusammen, dass man den Stromkreis daselbst als geschlossen betrachten könnte. Wir erhalten dann aus den Versuchen Resultate, welche ein die Säule S enthaltender geschlossener Stromkreis $SebdfS$ auf den Bügel ik ausüben würde. In der ersten Lage des Bügels, wo er auf dem Drehungsarm senkrecht steht, findet also entweder keine Einwirkung des geschlossenen Stromkreises auf denselben statt, oder die Resultante der Wirkungen sämmtlicher Stromelemente des Stromkreises auf sämmtliche Elemente des Drathbogens ik steht senkrecht auf demselben. — Die letztere Annahme bestätigt sich bei der zweiten Lage des Bügels, wo er gegen den Arm gh geneigt wird.

Es steht also die Resultante der Wirkung eines geschlossenen Stromkreises auf ein Element eines gleichfalls vom Strom durchflossenen Leiters senkrecht auf letzterem, und es ist mithin die Componente in der Richtung des Elementes gleich Null.

18 Die in §. 15 bis 17 aufgeführten Versuche genügen, um die Gesetze der Anziehungs- und Abstossungserscheinungen der von Strömen durchflossenen Leiter zu bestimmen. Die §. 6 bis 14 gegebenen Resultate sind hierzu nicht erforderlich, vielmehr ergeben sie sich gleichfalls als Folgerungen der von Ampère zuerst entwickelten Gesetze.

Statt der §§. 15 bis 17 beschriebenen Versuche könnten wir indess diese Gesetze auch aus anderen früher beschriebenen Versuchen ableiten und z. B., wie es Ampère [1]) selbst gethan, den §. 14 ausgesprochenen Satz dazu benutzen. Wir wollen indess von jenen Versuchen ausgeben. Indem wir die von den Leitern der Ströme ausgeübten Anziehungs- und Abstossungserscheinungen auf die Ströme selbst übertragen, bestimmen wir nun zuerst die Einwirkung zweier Elemente auf einander.

Ampère nimmt an, dass die Kraft, mit welcher zwei Stromelemente auf einander wirken, nach der Verbindungslinie ihrer Mittelpunkte gerichtet sei. Dass dieselbe nicht auf den Elementen vertical steht, folgt schon aus der §. 12 beschriebenen Rotation.

Es lässt sich indess der ausgesprochene Satz nach Liouville [2]) folgendermaassen beweisen.

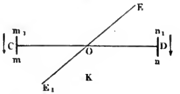
Sind zuerst zwei Elemente $mm_{\prime}$ und $nn_{\prime}$ (Fig. 23) gegeben, die in der geraden Linie $mm_{\prime} nn_{\prime}$ liegen, und von gleichen und entgegengesetzt gerichteten Strömen durchflossen sind, so wird die Resultante ihrer Wirkungen auf einander nothwendiger Weise durch den Halbirungspunkt O des Abstandes $m_{\prime}n_{\prime}$ gehen müssen. Da nun die Wirkung der Elemente auf allen ihren Seitenflächen durchaus gleich ist, so würde, wenn die Resultante in irgend eine gegen $m_{\prime}n_{\prime}$ geneigte Linie OA fiele, sie ebensogut auch in allen Richtungen liegen können, welche denselben Winkel mit $m_{\prime}n_{\prime}$ machten, wie OA. Es kann daher nur die Resultante mit $m_{\prime}n_{\prime}$ zusammenfallen.

Sind die von gleichen und gleichgerichteten Strömen durchflossenen Elemente $mm_{\prime}$ und $nn_{\prime}$ (Fig. 24) einander parallel, so fällt ebenfalls die

Fig. 23.



Fig. 24.



Resultante mit der Verbindungslinie ihrer Mittelpunkte CD zusammen.

Hätte die Resultante eine Componente, die z. B. senkrecht auf der Ebene $mm_{\prime}$ $nn_{\prime}$ stände, und etwa das Element $nn_{\prime}$ nach oben in die Höhe höbe, welches links von einem in k befindlichen Beobachter liegt, zu dem die Ströme in $m_{\prime}m$ und $n_{\prime}n$ hinfliessen, so würde bei Umkehrung der Stromesrichtung in beiden Elementen offenbar die auf $nn_{\prime}$ wirkende Componente nach unten gerichtet sein. Es ändert sich aber

[1]) Ampère, l. c. §. 14. — [2]) Liouville, Ann. de Chim. et de Phys. T. XLI, p. 415. 1829.*

nach den Versuchen die Wirkung beider Elemente auf einander nicht, wenn man in beiden zugleich den Strom umkehrt. Jene Annahme ist daher unmöglich; die Resultante der Kräfte zwischen $m m_{\prime}$ und $n n_{\prime}$ muss in ihrer Ebene liegen.

Hätte diese Resultante nun die gegen CD geneigte Richtung OE, so würde sie bei Umkehrung der Ströme in beiden Elementen die Richtung $OE_{\prime}$ annehmen, welche gegen OC in demselben Winkel geneigt ist, wie OE gegen OD. Diese Aenderung der Richtung der Resultante widerspricht wieder der Erfahrung; sie muss also mit CD zusammenfallen.

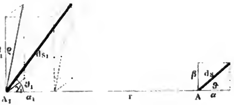
Sind die Ströme in den Elementen nicht gleich stark, so kann man das Element, in dem der $n$mal stärkere Strom fliesst, durch n einzelne Elemente ersetzen, welche einzeln durch das andere Element sollicitirt werden, und erhält dieselben Resultate.

Hat man zwei beliebige Elemente $m m_{\prime}$ und $n n_{\prime}$, so kann man jedes von ihnen stets in drei gegen einander senkrechte Componenten zerlegen, von denen die einen in die Verbindungslinie der Elemente fallen, die anderen auf derselben senkrecht stehen und in zwei auf einander senkrechten durch die Verbindungslinie gelegten Ebenen liegen. Die gegen einander senkrecht gerichteten Componenten beider Elemente wirken nicht auf einander (siehe §. 20), die Wirkung der einander parallelen und in einer Linie liegenden Componenten fällt in ihre Verbindungslinie, so dass dieses letztere Resultat auch für die Wirkung der ganzen Elemente auf einander gilt.

19 Es seien nun zwei Elemente zweier Stromleiter ds und $ds_{\prime}$ (Fig. 25) gegeben, der Abstand ihrer Mittelpunkte A und $A_{\prime}$ sei r; die Intensitäten der durch sie hindurchfliessenden Ströme seien i und $i_{\prime}$; es soll ihre gegenseitige Anziehung bestimmt werden.

Wir betrachten die Linie $A A_{\prime} = r$ als mit der X-Axe zusammenfallend. Dann stelle ein in A auf $A A_{\prime}$ in der Ebene $d s A A_{\prime}$ errichtetes

Fig. 25.



Loth die Y-Axe, ein senkrecht auf $A A_{\prime}$ und ds in A errichtetes Loth die Z-Axe dar.

Die Lage von ds ist nun durch den Winkel ϑ bestimmt, den ds mit r macht. Die Lage von $ds_{\prime}$ ist bestimmt durch den Winkel $\vartheta_{\prime}$ zwischen $ds_{\prime}$ und r, und durch den Winkel η, welchen die durch $ds_{\prime}$ und r gelegte Ebene mit der durch ds und r gelegten XY-Ebene macht.

Die in der Zeiteinheit durch die Elemente strömenden Elektricitätsmengen betragen, da die Längen der Elemente ds und ds_l sind, $i ds$ und $i_l ds_l$. Nehmen wir an, dass die Anziehung oder Abstossung der Elemente I nach einer Potenz ihrer Entfernung abnehme, so wird I ausgedruckt werden durch eine Formel:

$$I = \frac{i\, i_l\, ds\, ds_l}{r^n} f\,(\vartheta, \vartheta_l, \eta) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

In dieser Formel ist n und die Function f zu bestimmen.

Es seien die Projectionen von ds auf die der X- und Y-Axe parallel durch A gezogenen Linien gleich α und β, die Projectionen von ds_l auf die der X-, Y- und Z-Axe parallel durch A_l gezogenen Linien gleich $\alpha_l \beta_l \gamma_l$; dann ist

$$\begin{aligned} \alpha &= ds \cos\vartheta & \alpha_l &= ds_l \cos\vartheta_l \\ \beta &= ds \sin\vartheta & \beta_l &= ds_l \sin\vartheta_l \cos\eta \\ &\;— & \gamma_l &= ds_l \sin\vartheta_l \sin\eta. \end{aligned}$$

Nach §. 15 können wir die Wirkung von ds auf ds_l uns zusammengesetzt denken aus der Summe der Wirkungen ihrer Projectionen α und β auf α_l, β_l, γ_l.

Die Einwirkung der parallelen Elemente β und β_l ergiebt sich, da in diesem Falle die Function ihrer Neigung zu einander constant wird:

$$I_{\beta\beta_l} = \frac{const\ \beta\,\beta_l\, i\, i_l}{r^n}.$$

Wählen wir das Maass der Intensitäten i und i_l so, dass für eine bestimmte Einheit der Entfernung r, die Constante gleich 1 zu setzen ist, so ist:

$$I_{\beta\beta_l} = \frac{\beta . \beta_l\, i\, i_l}{r^n} = \frac{i\, i_l\, ds\, ds_l}{r^n} \cdot (\sin\vartheta\ \sin\vartheta_l \cos\eta)\cdot$$

In gleicher Weise ist die Einwirkung der in einer geraden Linie liegenden Elemente α und α_l:

$$I_{\alpha\alpha_l} = K \frac{\alpha\,\alpha_l\, i\, i_l}{r^n} = K\, \frac{i\, i_l\, ds\, ds_l}{r^n}\ (\cos\vartheta\ \cos\vartheta_l),$$

wo K eine zweite Constante ist.

Die Elemente α und β_l oder γ_l, α_l und β stehen senkrecht auf ein- 20
ander und auf der Verbindungslinie ihrer Mittelpunkte; es ist deshalb ihre Einwirkung auf einander gleich Null, wie sich nach Liouville (l. c.) folgendermaassen ableiten lässt. Das Element ab liege in der Ebene $IKLM$ (Fig. 26a. f., S.); ein zweites Element cd, durch welches der Strom in der Richtung von c nach d fliesse, in dem auf der Ebene errichteten Loth NO. Findet nun irgend eine Wirkung von cd auf ab statt, so muss diese in die entgegengesetzte übergehen, wenn cd durch O nach der Seite OP der Ebene fortgeschoben wird, denn in diesem Fall fliesst der Strom von der das Element ab enthaltenden Ebene $IKLM$ fort, während er im ersteren zu ihr hinströmt. — Die Umkehr der Wirkung

wird eintreten, wenn das Element cd durch die Ebene $IKLM$ hindurchgeht, also sich in O befindet. Dann kann keine Einwirkung des Elementes auf ab stattfinden.

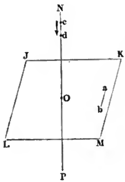
Die Gesammtanziehung oder Abstossung von ds auf ds_1 reducirt sich also auf die Summe $I_{\beta\beta_1} + I_{\alpha\alpha_1}$ und es ist:

$$I = \frac{i i_1 \, ds \, ds_1}{r^n} (K \cos \vartheta \cos \vartheta_1 + \sin \vartheta \sin \vartheta_1 \cos \eta) \quad . \quad . \quad (2)$$

In dieser Formel sind noch n und K zu bestimmen.

Gehören die Elemente ds und ds_1 zwei geschlossenen Strömen an, so wird die Anziehung dieser letzteren sich durch das Integral der Wechselwirkungen ihrer Elemente darstellen. Nun bleibt nach dem §. 16 beschriebenen Versuch, wenn jene geschlossenen Curven einander ähnlich sind, beide z. B. Kreise bilden, die Wirkung I ungeändert, wenn zugleich die Grösse von ds und ds_1, so wie der entsprechende Abstand beider Elemente r sich verdoppelt. Dies ist nur möglich, wenn die unter dem Integralzeichen stehenden Werthe die Dimension Null in Bezug auf jene Längenwerthe haben, d. i. wenn r in deren Nenner in der zweiten Potenz vorkommt, oder

Fig. 26.



$$n = 2$$

ist.

Die Wechselwirkung zweier Elemente ist also dem Quadrat ihrer Entfernung umgekehrt proportional; demnach

$$I = \frac{i i_1 \, ds \, ds_1}{r^2} (K \cos \vartheta \cos \vartheta_1 + \sin \vartheta \sin \vartheta_1 \cos \eta).$$

21 Es bleibt nun nur noch der Werth K zu bestimmen übrig.

Wir führen hierzu den Winkel ε ein, welchen die Elemente ds und ds_1 im Raume mit einander machen. Dann ist:

$$\cos \varepsilon = \cos \vartheta \cos \vartheta_1 + \sin \vartheta \sin \vartheta_1 \cos \eta,$$

$$\text{also } I = \frac{i i_1 \, ds \, ds_1}{r^2} [\cos \varepsilon - (1 - K) \cos \vartheta \cos \vartheta_1] \quad . \quad (3)$$

Wir wollen jetzt das Coordinatensystem so verlegen, dass die Coordinaten des Mittelpunktes A von ds gleich xyz, die des Mittelpunktes A_1 von ds_1 gleich $x_1 y_1 z_1$ sind. Dann ist der Abstand AA_1:

$$r^2 = (x_1 - x)^2 + (y_1 - y)^2 + (z_1 - z)^2,$$

$$-r \frac{dr}{ds} = (x_1 - x) \frac{dx}{ds} + (y_1 - y) \frac{dy}{ds} + (z_1 - z) \frac{dz}{ds} = r \cos \vartheta;$$

$$\text{ebenso } + r \frac{dr}{ds_1} = (x_1 - x) \frac{dx_1}{ds_1} + (y_1 - y) \frac{dy_1}{ds_1} + (z_1 - z) \frac{dz_1}{ds_1} = r \cos \vartheta_1.$$

Wird $r\frac{dr}{ds}$ noch einmal nach s_I differenzirt, so erhalt man:

$$r\frac{d^2r}{ds\,ds_I}+\frac{dr}{ds}\frac{dr}{ds_I}=-\left(\frac{dx}{ds}\frac{dx_I}{ds_I}+\frac{dy}{ds}\frac{dy_I}{ds_I}+\frac{dz}{ds}\frac{dz_I}{ds_I}\right)=-\cos\varepsilon.$$

Führt man diese Werthe für $\cos\vartheta$, $\cos\vartheta_I$ und $\cos\varepsilon$ in I ein, so ist.

$$I=-\frac{ii_I\,ds\,ds_I}{r^2}\left(r\frac{d^2r}{ds\,ds_I}+K\frac{dr}{ds}\frac{dr}{ds_I}\right).$$

Wird Zähler und Nenner mit r^{K-1} multiplicirt, so ergiebt sich:

$$I=-\frac{ii_I\,ds\,ds_I}{r^{K+1}}\left(\frac{d\,r^K\frac{dr}{ds}}{ds_I}\right)=+\frac{ii_I\,ds\,ds_I}{r^{K+1}}\left(\frac{d\,r^K\cos\vartheta}{ds_I}\right) \quad . \quad . \quad (4)$$

Gehört das Element ds_I einem in sich geschlossenen Kreise an, durch welchen der Strom i_I fliesst, so ist die Componente der Wirkung dieses Stromes auf ds nach der Richtung des Elementes ds selbst gleich Null (§. 17). Die Componente der Wirkung von ds_I auf ds in der Richtung von ds wird erhalten, wenn man I mit $\cos\vartheta$ multiplicirt. Die Gesammtwirkung eines geschlossenen Leiters, dessen Element ds_I ist, auf ds und in der Richtung von ds, wäre demnach:

$$ii_I\,ds\int\frac{\cos\vartheta}{r^{K+1}}\,\frac{d\,(r^K\cos\vartheta)}{ds_I}\,ds_I=0.$$

Durch partielle Integration ergiebt sich:

$$I=ii_I\,ds\left(\frac{\cos^2\vartheta}{2r}+\frac{2K+1}{2}\int\frac{\cos^2\vartheta}{r^2}\,dr\right)=0.$$

Beim Einsetzen der Grenzen fällt das erste Glied fort, und es muss sein:

$$\frac{2K+1}{2}\int\frac{\cos^2\vartheta}{r^2}\,dr=0.$$

Da nun nicht für jede geschlossene Curve das Integral Null zu sein braucht, so kann diese Gleichung nur stattfinden, wenn:

$$2K+1=0$$
$$K=-{}^1/_2.$$

Setzen wir dies in die Gleichung 3. oder 4. ein, so erhalten wir die Grundformel für die Wirkung der zwei von den Strömen i und i_I durchflossenen Elemente ds und ds_I:

$$I=\frac{ii_I\,ds\,ds_I}{r^2}\,(\cos\varepsilon-{}^3/_2\cos\vartheta\cos\vartheta_I)$$

$$=-\frac{ii_I\,ds\,ds_I}{\sqrt{r}}\cdot\frac{d\left(r^{-\frac{1}{2}}\frac{dr}{ds}\right)}{ds_I} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Liegen die Elemente ds und ds_I parallel, und ist der Strom in ihnen gleich gerichtet, so findet Anziehung statt. — In diesem Fall ist:

$\angle\varepsilon=0$, $\cos\varepsilon=1$, $\angle\vartheta=\angle\vartheta_I=90^0$, $\cos\vartheta=\cos\vartheta_I=0$, und

$$I_\beta=\frac{ii_I\,ds\,ds_I}{r^2}.$$

Bezeichnen wir nun diejenige Kraft, welche die Entfernung der Elemente zu vergrössern strebt, mit dem positiven Zeichen, so ist die Kraft I_β, welche dieselbe vermindern würde, mit dem negativen Zeichen zu versehen, ebenso also auch die Ausdrücke 3. und 4. Es wird so schliesslich die Formel für die Wechselwirkung der Stromelemente:

$$I = -\frac{i i_{\prime} ds\, ds_{\prime}}{r^2}\left(\cos\varepsilon - {}^3/_2 \cos\vartheta \cos\vartheta_{\prime}\right) \quad . \quad . \quad \text{a.}$$

$$= \frac{i i_{\prime} ds\, ds_{\prime}}{\sqrt{r}} \cdot \frac{d\left(r^{-\frac{1}{2}} \frac{dr}{ds}\right)}{ds_{\prime}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad \text{b.} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

$$= -\frac{i i_{\prime} ds\, ds_{\prime}}{r^2}\left({}^1/_2 \frac{dr}{ds}\frac{dr}{ds_{\prime}} - r\frac{d^2 r}{ds\, ds_{\prime}}\right) \quad . \quad . \quad \text{c.}$$

wo in letzterem Ausdruck

$$-\frac{dr}{ds}\frac{dr}{ds_{\prime}} = \cos\vartheta \cos\vartheta_{\prime},$$

$$r\frac{d^2 r}{ds\, ds_{\prime}} + \frac{dr}{ds}\frac{dr}{ds_{\prime}} = -\cos\varepsilon \quad [1]$$

ist.

22 Aus dieser allgemeinen Formel ergiebt sich zunächst folgende Schlussfolgerung.

Liegen die Elemente ds und $ds_{\prime}$ in einer geraden Linie hinter einander, und sind beide von demselben Strom durchflossen, so ist in der Formel 6 a.: $\varepsilon = 0$, $\vartheta = \vartheta_{\prime} = 0$, $i = i_{\prime}$, also die Wechselwirkung:

$$I_\alpha = + \frac{i i\, ds\, ds_{\prime}}{2 r^2}.$$

Die zwischen den Elementen wirkende Kraft sucht also ihre gegenseitige Entfernung zu vergrössern, die Elemente stossen einander ab, wie dies sich auch aus den Versuchen der §§. 6 und 7 ergiebt.

Liegen die Elemente parallel neben einander im Abstande r, und ist die Stromesrichtung in ihnen entgegengesetzt, so wäre dann ihre Abstossung:

$$I_\beta = + \frac{i i\, ds\, ds_{\prime}}{r^2},$$

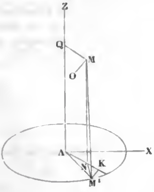
also gerade doppelt so gross, wie wenn die Elemente in einer geraden Linie hinter einander liegen.

[1]) Eine von der Theorie von Ampère abweichende Theorie ist von Grassmann, Pogg. Ann. Bd. LXIV, S. 1, 1845, gegeben worden. Nach derselben würden sich zwei auf einander folgende in gleicher Richtung vom Strom durchflossene Elemente nicht abstossen, während nach der Theorie von Ampère zwei parallele gleich gerichtete Stromelemente nicht auf einander einwirken, wenn sie mit ihrer Verbindungslinie einen Winkel ϑ machen, für den $\cos\vartheta = \sqrt{{}^2/_3}$ ist. Die Theorie von Grassmann giebt für geschlossene Ströme dieselben Resultate wie die von Ampère aufgestellte Theorie; für nicht in sich geschlossene Ströme ist sie noch nicht bestätigt worden.

Wir wollen zugleich diese Ausdrücke benutzen, um den §. 13 angeführten Satz zu beweisen, dass ein horizontaler Kreisstrom einen Leiter, dessen beide Enden sich in seiner Axe befinden, nicht in continuirliche Rotation versetzen kann [1]). 23

Es seien M und M^1 (Fig. 27) Elemente des Leiters und des Kreisstromes.

Fig 27.



Wir fällen auf die verticale Axe AZ und die Ebene des Kreisstromes von M die Lothe MQ und MN, ziehen die Radien AN und AM^1 und verbinden M mit M^1. — Dann ist $MM^{1\,2} = NM^2 + AN^2 + AM^{1\,2} - 2\,AN \,.\, AM^1 \cos M^1AN$. Ist nun der Abstand $MM^1 = r$, $QM = AN = u$, $NM = Z$, der Radius des Kreisstromes $AM^1 = a$, der Winkelabstand von AN und AM^1 von einem festen Radius AX des Kreises gleich t und t^1, so ist nach obiger Gleichung:

$$r^2 = Z^2 + a^2 + u^2 - 2\,a\,u \cos(t^1 - t).$$

Für verschiedene Punkte M^1 des Kreisstromes ändert sich uur der Winkel t^1. Das Differential von r, in Bezug auf diese Veränderung ist demnach: $dr = \frac{a\,u \sin(t^1 - t)\,dt^1}{r}$

nnd nach Formel 6 b. die Wirkuug zwischen M uud M^1:

$$I = -\,a\,i\,i_1\,dt^1\,r^{-1/2}\,\frac{d\,\left\{r^{-3/2}\,u \sin(t^1 - t)\right\}}{ds_1}\,ds_1.$$

Fällt man von M^1 auf Radius AN das Loth M^1K und errichtet in M auf der Ebene $MZAN$ ein Loth MO, in dessen Richtung das auf M ausgeübte Drehungsmoment wirkt, so ist MO parallel M^1K, und die in dieser Richtung wirkende Compouente von I gleich:

$$\frac{M^1K}{MM^1}\,I \quad \text{oder gleich} \quad \frac{a \sin(t^1 - t)}{r}\,I.$$

Diese Componente muss mit $QM = u$ multiplicirt werden, um das Drehungsmoment D selbst zu erhalten. Dasselbe ist nun:

$$D = -\,a^2\,i\,i_1\,dt^1\,r^{-3/2}\,u \sin(t^1 - t)\,\frac{d\left\{r^{-3/2}\,u \sin(t^1 - t)\right\}}{ds_1}\,ds_1.$$

Ist nnn M das Element eines Leiters, dessen Enden in der Axe AZ liegen, so ist dieser Ausdruck zwischen zwei Grenzen zu integriren, für welche $u = 0$ ist. Da D aber ein vollständiges Differeutial darstellt, so wird der Werth seines Integrals für gleiche Werthe der Grenzen derselbe sein, welche Beziehungen auch zwischen den Variabelen bestehen, d. h. das Integral wird Null. — Hätte man den Werth K ($= -\,{}^1/_2$) noch

1) Ampère, Ann. de Chim. et de Phys. T. XX, p. 418 1822.*

unbestimmt gelassen, so könnte man auch aus der Bedingung, dass D ein vollständiges Differential ist, den Werth für K ableiten.

24 Als Beispiel der Anwendung der aufgestellten Formeln berechnen wir ferner die Einwirkung eines in sich geschlossenen Leiters, der von einem Strome von der Intensität $i_{,}$ durchströmt wird, auf ein Element ds eines anderen Leiters, in welchem die Intensität des Stromes i ist.

Das Element des geschlossenen Leiters sei $ds_{,}$. Sind die Coordinaten von ds, wie in §. 21, gleich $x\,y\,z$, die von ds_1 gleich $x_1\,y_1\,z_1$, so finden wir zunächst die drei Componenten der Einwirkung des Elementes $ds_{,}$ auf ds nach der Axe der x, y, z, wenn wir die Formel 6 b. des §. 22

$$I = \frac{i\,i_1\,ds\,ds_1}{\sqrt{r}} \cdot \frac{d\left(r^{-\frac{1}{2}} \frac{dr}{ds}\right)}{ds_{,}} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (1)$$

resp. mit $\frac{x_1 - x}{r}$, $\frac{y_1 - y}{r}$, $\frac{z_1 - z}{r}$ multipliciren.

Wir betrachten vorläufig nur die Componente X nach der Axe der x. Sie ist

$$X = \frac{i\,i_1\,ds\,ds_1}{\sqrt{r^3}}\,(x_1 - x) \cdot \frac{d\left(r^{-\frac{1}{2}} \frac{dr}{ds}\right)}{ds_{,}} \quad \ldots \ldots \quad (2)$$

Dieser Ausdruck lässt sich umformen in

$$X = \tfrac{1}{2}\,i\,i_{,} \left[\frac{d\left(\frac{x_{,} - x}{r^2} \cdot \frac{dr}{ds}\right)}{ds_{,}} + \frac{(x_{,} - x)^2}{r^3} \cdot \frac{d\left(\frac{r \frac{dr}{ds}}{x_{,} - x}\right)}{ds_{,}} \right] ds\,ds_{,}\ ^{1)}.$$

Den Ausdruck der Componente (X) der Wirkung des ganzen geschlossenen Leiters auf ds erhält man durch Integration von X nach $ds_{,}$. Dann ist

$$(X) = \tfrac{1}{2}\,i\,i_{,} \left[\frac{x_{,} - x}{r^2} \cdot \frac{dr}{ds} + \int \frac{(x_{,} - x)^2}{r^3} \cdot \frac{d\left(\frac{r \frac{dr}{ds}}{x_{,} - x}\right)}{ds_{,}}\,ds_{,} \right] ds.$$

Beim Einsetzen der Grenzen für den geschlossenen Strom fällt das erste Glied fort, und es bleibt

$$(X) = \tfrac{1}{2}\,i\,i_{,}\,ds \int \frac{(x_{,} - x)^2}{r^3} \cdot \frac{d\left(\frac{r \frac{dr}{ds}}{x_{,} - x}\right)}{ds_{,}} \cdot ds_{,}.$$

---

1) Nach der Formel $u\,dv = \frac{d\,uv + u^2\,d\left(\frac{v}{u}\right)}{2}$, in der $u = \frac{x_1 - x}{\sqrt{r^3}}$, $dv = \frac{d\left(r^{-\frac{1}{2}} \frac{dr}{ds}\right)}{ds_{,}}$ gesetzt wird.

Für den Werth X in der Gleichung (2) können wir also setzen:

$$X = \tfrac{1}{2}\, i\, i_1\, \frac{(x_1 - x)^2}{r^3} \cdot \frac{d\left(\dfrac{r\,\dfrac{dr}{ds}}{x_1 - x}\right)}{d\, s_1}\, d\, s_1 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Wir führen unter dem Differentialzeichen für r und $d\,r$ ihre Werthe in $x, y, z,\ x_1, y_1, z_1$ ein, und setzen sodann

$$\frac{dx}{ds} = \cos\lambda,\quad \frac{dy}{ds} = \cos\mu,\quad \frac{dz}{ds} = \cos\nu,$$

wo λ, μ, ν die Winkel sind, welche ds mit den Axen macht. Wir setzen ferner:

$$\begin{aligned} C &= \int \frac{(x_1 - x)\, d\,y_1 - (y_1 - y)\, d\,x_1}{r^3} \\ B &= \int \frac{(z_1 - z)\, d\,x_1 - (x_1 - x)\, d\,z_1}{r^3} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4) \\ A &= \int \frac{(y_1 - y)\, d\,z_1 - (z_1 - z)\, d\,y_1}{r^3}. \end{aligned}$$

Bei der Integration ergiebt sich dann:

$$(X) = -\frac{1}{2}\, i\, i_1\, (C\cos\mu - B\cos\nu)\, d\,s$$

und ebenso bei Vertauschung der Buchstaben

$$\begin{aligned} (Y) &= -\frac{1}{2}\, i\, i_1\, (A\cos\nu - C\cos\lambda)\, d\,s \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5) \\ (Z) &= -\frac{1}{2}\, i\, i_1\, (B\cos\lambda - A\cos\mu)\, d\,s. \end{aligned}$$

Die Werthe A, B, C werden die **Determinanten des Stromes** genannt.

Liegt das Element $d\,s$ im Anfangspunkt der Coordinaten, so ändern sich die Ausdrücke der Determinanten um in:

$$\begin{aligned} C_0 &= \int \frac{x_1\, d\,y_1 - y_1\, d\,x_1}{r^3} \\ B_0 &= \int \frac{z_1\, d\,x_1 - x_1\, d\,z_1}{r^3} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6) \\ A_0 &= \int \frac{y_1\, d\,z_1 - z_1\, d\,y_1}{r^3}. \end{aligned}$$

Die gemeinschaftliche Resultante R der Einwirkung des geschlossenen Stromes auf das Element ist

$$R = \sqrt{(X)^2 + (Y)^2 + (Z)^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

Die Cosinus der Winkel, welche die Resultante mit den Axen macht, sind:

$$\frac{(X)}{R},\quad \frac{(Y)}{R},\quad \frac{(Z)}{R}.$$

Werden diese Werthe mit $\frac{dx}{ds}$, $\frac{dy}{ds}$, $\frac{dz}{ds}$, d. i. den Cosinus der Winkel multiplicirt, welche das Element ds mit den Coordinatenaxen macht, und die Producte addirt, so erhält man

$$(X)\,dx + Y(dy) + (Z)\,dz = 0.$$

Es steht mithin die Resultante R auf dem Element ds senkrecht.

Werden dieselben Werthe resp. mit A, B und C multiplicirt und addirt, so erhält man ebenfalls:

$$A(X) + B(Y) + C(Z) = 0.$$

Zieht man nun durch das Element ds eine Linie, welche mit den Axen die Winkel ξ, η, ζ macht, so dass

$$\cos\xi = \frac{A}{D}, \quad \cos\eta = \frac{B}{D}, \quad \cos\zeta = \frac{C}{D},$$

$$\text{wo } D = \sqrt{A^2 + B^2 + C^2},$$

so steht diese Linie auf der Resultante R senkrecht. Man bezeichnet diese Linie mit dem Namen der **Directrix**. Ihre Richtung ist völlig unabhängig von der Richtung des Elementes ds, da in den Werthen A, B, C diese Richtung nicht vorkommt. Führt man den Werth D in die Gleichung (7) ein, so erhält man

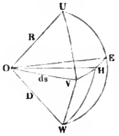
$$R = \frac{1}{2} D i i_1 ds \sqrt{(\cos\zeta\cos\mu - \cos\eta\cos\nu)^2 + (\cos\xi\cos\nu - \cos\zeta\cos\lambda)^2 + (\cos\eta\cos\lambda - \cos\xi\cos\mu)^2}$$

Bezeichnet man den Winkel zwischen dem Element ds und der Directrix mit ε, so ist der Werth unter dem Wurzelzeichen gleich $\sin\varepsilon$, also

$$R = \frac{1}{2} D i i_1 ds \sin\varepsilon.$$

25 Will man bestimmen, welches die Componente dieser Gesammtwirkung R des geschlossenen Stromes auf das Element ds in einer Ebene sei, welche das Element ds in sich enthält, und mit der durch ds und D gelegten Ebene den Winkel φ, mit R also den Winkel $90 - \varphi$ macht, so denke man sich um den Coordinatenmittelpunkt O eine Kugelfläche gelegt. Diese werde von R im Punkt U (Fig. 28) von der Verlängerung von ds in V, von D in W, von der neuen Ebene in einem Bogen VE geschnitten, indem eine durch R und D gelegte Ebene die neue Ebene in der Linie OE schneide. Eine auf OVE senkrechte, durch die Directrix OW gelegte Ebene schneide Ebene OVE in Linie OH. Bogen HW sei gleich ψ. Nun ist

Fig. 28.



$$\text{Bogen } VW = \varepsilon,$$

$$\text{Winkel } HVW = \varphi.$$

Da R auf der durch ds und D gelegten Ebene senkrecht steht, so ist die Componente ϱ von R in der neuen Ebene OVE:

$$\varrho = R \sin\varphi = -\frac{1}{2} i i_1 ds D . \sin\varepsilon \sin\varphi.$$

Im Dreieck VHW ist aber:

$$\sin HW : \sin VW = \sin HVW : \sin VHW.$$

d. i.

$$\sin\psi : \sin\varepsilon = \sin\varphi : 1$$

$$\sin\varepsilon . \sin\varphi = \sin\psi$$

$$\varrho = -\frac{1}{2} i i_1 ds . D . \sin\psi.$$

Dieser Ausdruck ist durchaus von der Richtung des Elementes ds unabhängig. Wenn daher das Element ds um einen in seiner Verlängerung liegenden festen Punkt sich drehen kann, und der auf dasselbe wirkende geschlossene Strom so weit von demselben entfernt ist, dass die bei jener Drehung eintretende Aenderung der Abstände des Elementes von den einzelnen Elementen des letzteren vernachlässigt werden kann, so wird der Werth der Resultante ϱ sich nicht ändern, wenn das Element ds um den festen Punkt gedreht wird. Da diese Resultante nun auch stets auf dem Element ds senkrecht steht, so kommt dasselbe dadurch in eine beständige Rotation von zunehmender Geschwindigkeit um den festen Punkt. Hat man statt des einen Elementes mehrere mit einander verbundene, welche alle der oben ausgesprochenen Bedingung genügen, so rotiren sie gemeinschaftlich, wie dies durch die §. 9 bis 13 beschriebenen Versuche sich bestätigt.

Nach der Aufstellung dieser Formeln ist es nur noch eine Aufgabe der Rechnung, die Einwirkung eines beliebig gestalteten Schliessungskreises auf ein Stromelement oder auf einen zweiten Schliessungskreis zu bestimmen. 26

Mehrere Beispiele hiervon hat Ampère berechnet, so die Einwirkung zweier geradliniger Stromesleiter, welche in einer oder verschiedenen Ebenen liegen u. s. f.

Auch Plana[1]) hat die Wirkung zweier in einer Ebene liegender kreisförmiger Ströme und eines kreisförmigen und eines elliptischen Stromes von den Intensitäten i und i' berechnet. — Die Wirkung zweier Kreisströme, deren Flächenräume λ und λ', deren Radien m und m' sind und deren Mittelpunkte den Abstand r haben, ergiebt sich nach einer Correction von Kirchhoff[2]):

$$A = \frac{3}{2} i i' \frac{\lambda\lambda'}{r^4} + \frac{45}{16} i i' \frac{\lambda\lambda'(m^2 + m'^2)}{r^6} + \dots$$

1) Plana, Giorn. arcad. T. CXI, p. 3.

2) Kirchhoff, Jahresber. der physikal. Gesellschaft 1848, S. 336.*

Für die Wirkung eines Kreisstromes und eines elliptischen Stromes ergiebt sich das erste Glied der die Wechselwirkung bezeichnenden Formel ebenfalls

$$A = \frac{3}{2}\, i\, i' \,\frac{\lambda \lambda'}{r^4}.$$

Kann man also die, die höheren Potenzen enthaltenden Glieder der Dimensionen (Radien) der Ströme gegen ihre Entfernuug vernachlässigen, so drückt die letzte Formel in beiden Fällen ihre Wechselwirkung aus [1]).

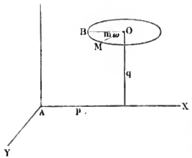
Da indess die Lösung dieser Aufgaben in physikalischer Beziehung nur in ganz speciellen Fällen ein grösseres Interesse darbietet, wollen wir uns mit der Andeutung der Ausführung eines einzigen Beispieles begnügen.

27 Es liege das Element ds_1 (Fig. 29) im Anfangspunkt der Coordinaten A. Es gehöre das Element ds einem Kreise O vom Radius m an, dessen Ebene der XY-Ebene parallel sei, und dessen Mittelpunkt in der XZ-Ebene liege. Es sind dann die Coordinaten des Mittelpunktes O

$$x_0 = p, \quad y_0 = o, \quad z_0 = q,$$

und die Coordinaten eines Punktes M, welcher um den Winkel ω von dem Punkte B der Peripherie des Kreises abliegt, der durch den durch O parallel mit der X-Axe gezogenen Radius OB bestimmt ist:

Fig. 29.



$$x = p - m \cos \omega,$$
$$y = m \sin \omega,$$
$$z = q.$$

Die Werthe C_0, B_0, A_0 werden bei Einführung dieser Werthe und bei partieller Integration, wenn man den Werth r und dr in x, y und z ausdrückt und für ω die Grenzen 0 und 2π einführt:

$$C_0 = 3\, m^2 p^2 \int_0^{2\pi} \frac{\sin^2 \omega\, d\omega}{r^5} - m^2 \int_0^{2\pi} \frac{d\omega}{r^5}$$

$$B_0 = 0$$

$$A_0 = -\, 3\, m^2\, p\, q \int_0^{2\pi} \frac{\sin^2 \omega\, d\omega}{r^5}$$

[1]) Am einfachsten kann man diese Aufgaben lösen, indem man die Stromflächen durch zwei mit den entgegengesetzten magnetischen Fluidis beladene magnetische Flächen ersetzt denkt (siehe weiter unten), die Potentiale der letzteren auf einander berechnet, und durch partielle Differentiation nach den betreffenden Richtungen die Anziehungs- oder Abstossungskräfte nach diesen bestimmt (vergl. Kirchhoff l. c.). — [2]) Ampère. Théorie p. 228.* — [3]) Weber, Elektrodynam. Maassbestimmungen I, S. 42. 1846.*

woraus sich ergiebt:

$$(X) = -\frac{1}{2}\, i\, i_1\, ds_I m^2 \cos\mu \left(3\, p^2 \int_0^{2\pi} \frac{\sin^2\omega\, d\omega}{r^5} - \int_0^{2\pi} \frac{d\omega}{r^5}\right)$$

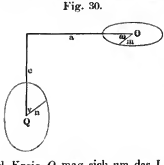
$$(Y) = +\frac{1}{2} i i_1 ds_I m^2 \left(3 pq \cos\nu \int_0^{2\pi} \frac{\sin^2\omega d\omega}{r^5} + 3p^2 \cos\lambda \int_0^{2\pi} \frac{\sin^2\omega d\omega}{r^5} - \cos\lambda \int_0^{2\pi} \frac{d\omega}{r^5}\right)$$

$$(Z) = -\frac{3}{2}\, i\, i_1\, ds_I m^2 pq \cos\mu \int_0^{2\pi} \frac{\sin^2\omega\, d\omega}{r^5}.$$

Mit Hülfe dieser Ausdrücke lässt sich die Einwirkung des Kreisstromes O auf einen zweiten Kreisstrom berechnen, von dem ds_I ein Stromelement wäre. Man braucht nur den Mittelpunkt dieses Kreisstromes als Coordinatenanfangspunkt zu betrachten, und die auf das Element ds_I des Kreisumfanges berechnete Wirkung durch Integration auf den ganzen Umfang auszudehnen. 28

Weber hat auf diese Weise das Drehungsmoment berechnet, welches der erste Kreisstrom auf einen zweiten Kreisstrom vom Radius n ausübt, der in einer auf der Ebene des Kreises O senkrechten Ebene liegt. Es wurde ausserdem angenommen, dass die von dem Mittelpunkt O (Fig. 30) auf die Ebene des Kreises Q, und umgekehrt vom Mittelpunkt des Kreises Q auf die Ebene von O gefällten Lothe in einem Punkt zusammentreffen. Die Länge dieser Lothe sei resp. a und c, und Kreis Q mag sich um das Loth c als Drehungsaxe drehen.

Fig. 30.



Man erhält dann die auf der Ebene des Kreises Q senkrechte Componente der Wirkung des Stromkreises O auf Q.

$$= -\frac{1}{2} i i_1 m^2 ds_I \left[3(a^2 \sin\nu - cn\cos^2\nu) \int_0^{2\pi} \frac{\sin\omega^2 d\omega}{r^5} - \sin\nu \int_0^{2\pi} \frac{d\omega}{r^3}\right]$$

worin für r der Werth:

$$r^2 = a^2 + c^2 + m^2 + n^2 + 2cn\sin\nu - 2m\cos\omega\sqrt{a^2 + n^2\cos^2\nu}\ldots$$

zu setzen ist.

Ersetzt man in jenem Ausdruck den Werth ds_I durch $n d\nu$, multiplicirt denselben mit dem jedesmaligen Abstand $n.\sin\nu$ des Elementes ds_I von der der Z-Axe parallelen Drehungsaxe c, und integrirt zwischen den Grenzen $\nu = 0$ bis $\nu = 2\pi$, so erhält man nach Weber das Drehungsmoment von Q in Bezug auf c:

$$d = -\frac{1}{2} i i_1 m^2 n^2 \int_0^{2\pi} \left[3(a^2 \sin v - c n \cos^2 v) \times \right.$$

$$\left. \int_0^{2\pi} \frac{\sin^2 \omega \, d\omega}{r^5} - \sin v \int_0^{2\pi} \frac{d\omega}{r^5} \right] \sin v \, dv.$$

Für die später zu erwähnenden experimentellen Untersuchungen sind drei specielle Fälle dieses Resultates von Bedeutung:

1) wenn die Ebene des Kreises O durch den Mittelpunkt des Kreises Q geht, also $c = 0$ ist;

2) wenn die Ebene des Kreises Q durch den Mittelpunkt von O geht, also $a = 0$ ist;

3) wenn die Mittelpunkte beider Kreise zusammenfallen, also $a = c = 0$ ist.

Führt man diese Bedingungen in die Gleichungen d und r ein, entwickelt $\frac{1}{r^3}$ und $\frac{1}{r^5}$ nach den Potenzen von $\cos \omega$, so erhält man für den ersten Fall das Drehungsmoment:

$$\Delta = -\frac{\pi^2 m^2 n^2}{2 l^3} i i_1 \left| 3\frac{a^4}{l^4} - 2 + \frac{15}{32}\left(7\frac{a^2}{l^2} - 4\right)\left(4 + \frac{n^2}{a^2}\right)\frac{a^2 m^2}{l^4} + \right|$$

wo $l^2 = a^2 + m^2 + n^2 \ldots.$

Setzt man an Stelle des Leiters O eine Anzahl kreisförmiger, vom Strom durchflossener Ringe, deren Radius von o bis m wächst, so erhält man das von diesem Leiter auf Q ausgeübte Drehungsmoment

$$\Delta = \int_0^m \Delta \, dm.$$

Bei Ausführung der Integration folgt:

$$\Delta_1 = -\frac{\pi^2}{2} v^3 n^2 i i_1 S,$$

$$\text{wo } S = \left[\frac{1}{3} - w^2\right] - \frac{3}{2}\left[\frac{3}{5} - w^2 - (3 - 7 w^2) f\right] v^2$$

$$+ \frac{15}{8}\left[\frac{5}{7} - w^2 - 2(5 - 9 w^2) f + 3(5 - 11 w^2) g\right] v^4$$

$$- \frac{35}{16}\left[\frac{7}{9} - w^2 - 3(7 - 11 w^2) f + 11(7 - 13 w^2) g\right] v^6$$

$$+ \frac{315}{256}\left[\frac{9}{11} - w^2 - 4(9 - 13 w^2) f + 26(9 - 15 w^2) g\right] v^8 \ldots.$$

Hierin ist

$$\frac{m^2}{a^2 + n^2} = v^2; \quad \frac{n^2}{a^2 + n^2} = w^2; \quad \frac{4 a^2 + n^2}{16 (a^2 + n^2)} = f; \quad \frac{8 a^4 + 4 a^2 n^2 + n^4}{64 (a^2 + n^2)^2} = g$$

gesetzt.

Für den zweiten Fall erhält man in gleicher Weise:

$$\varDelta_{II} = \pi^2 v^3 n^2 i i_1 S,$$

$$\text{wo } S = +\frac{1}{3} - \frac{3}{2}\left(\frac{1}{5} - \frac{10}{3} f g\right) v^2 + \frac{15}{8}\left[\frac{1}{7} + \frac{2}{5}(1-14f)g + 42 f^2 g^2\right] v^4$$
$$- \frac{35}{16}\left[\frac{1}{9} + \frac{3}{7}(2-18f)g - \frac{54}{5}(1-11f) f g^2 - 572 f^3 g^3\right] v^6$$
$$+ \frac{315}{128}\left[\begin{array}{l}\frac{1}{11} + \frac{4}{9}(3-22f)g + \frac{12}{7}(1-22f+143f^2)g^2 \\ + \frac{1144}{5}(1-10f) f^2 g^3 + \frac{24310}{3} f^4 g^4\end{array}\right] v^8 \ldots\ldots$$

$$\text{wo } \frac{m^2}{c^2+n^2} = v^2; \quad \frac{c^2}{c^2+n^2} = f; \quad \frac{n^2}{c^2+n^2} = 4 g v^2.$$

Besteht der Leiter Q gleichfalls aus mehreren concentrischen Ringen, deren Radien von $n = n_I$ bis $n = n_{II}$ wachsen, so kann man für je zwei gleich weit von dem mittelsten Ringe liegenden Ringen stets annähernd einen doppelten Ring vom mittleren Durchmesser setzen.

Für den dritten Fall muss man, wenn $n > m$ ist, noch einmal eine Integration nach n zwischen den Grenzen n_I und n_{II} vornehmen. Man erhält dann das Drehungsmoment

$$\varDelta_{III} = \frac{\pi^2 m^3}{n_{II} - n_I} i i_I \left[\begin{array}{l}\frac{1}{3} \log nat \frac{n_{II}}{n_I} + \frac{9}{160}\left(\frac{1}{n_{II}^2} - \frac{1}{n_I^2}\right) m^2 - \frac{225}{14336}\left(\frac{1}{n_{II}^4} - \frac{1}{n_I^4}\right) m^4 \\ + \frac{6125}{884736}\left(\frac{1}{n_{II}^6} - \frac{1}{n_I^6}\right) m^6 + \frac{694575}{184549376}\left(\frac{1}{n_{II}^8} - \frac{1}{n_I^8}\right) m^8 + \cdots\end{array}\right]$$

Liegen die Ringe nicht in einer Ebene, sondern in parallel neben einander liegenden Ebenen, so ist die Wirkung kleiner, als im ersten Falle. Sie ist dann nach der Formel d zu berechnen, welche zwischen den jedesmal gegebenen Grenzen zu integriren ist.

Die Rechnung vereinfacht sich sehr, wenn man statt grösserer end- 29
licher Ströme, unendlich kleine in sich geschlossene Ströme betrachtet. Zu gleicher Zeit dient diese Betrachtung dazu, auf eine bequeme Weise die Wirkung eines grösseren geschlossenen Stromes auf ein Stromelement oder auf einen zweiten geschlossenen Strom zu bestimmen[1]).

Zerlegt man nämlich die von einem geschlossenen Strome (Fig. 31) umkreiste Fläche durch zwei Systeme sich schneidender Parallelen in unendlich viele, unendlich kleine Vierecke, und denkt sich um den Umfang der letzteren galvanische Ströme kreisend, welche mit dem geschlossenen Strom gleiche Intensität und Richtung

Fig. 31.



[1]) Ampère l. c.

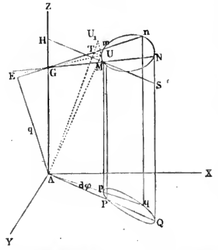
haben, so heben sich sämmtliche im Inneren des geschlossenen Stromes liegende Theile dieser kleinen Ströme auf, und es bleiben nur an Umfang des Systemes die mit dem geschlossenen Strome zusammenfallenden Theile derselben übrig.

Man kann demnach jeden geschlossenen Strom durch ein System unendlich vieler kleiner geschlossener Ströme ersetzen, welche die einzelnen Räume umkreisen, in welche die von ersterem umschlossene Fläche zerlegt werden kann. Es reducirt sich hierdurch die Berechnung der Wirkung eines geschlossenen Stromes auf eine Summation von Wirkungen unendlich kleiner geschlossener Ströme.

30 Wir betrachten wiederum zuerst die Einwirkung eines unendlich kleinen geschlossenen Stromes auf ein Stromelement.

Das Element ds_l (Fig. 32) liege im Anfangspunkte der Coordinaten. Der geschlossene Strom $MNmn$ befinde sich in einer Ebene, deren Abstand vom Coordinatenanfangspunkt A durch das Perpendikel $AE = q$ gemessen ist. Die Winkel, welche diese Ebene mit den Coordinatenebenen macht, seien ξ, η, ζ. Sie schneide die Z-Axe in Punkt G.

Fig. 32.



Es werden durch die Z-Axe zwei um einen sehr kleinen Winkel $d\varphi$ gegeneinander geneigte Ebenen gelegt. Sie schneiden den geschlossenen Strom in den Punkten M, N, m, n, die Projection desselben auf die XY-Ebene in P, Q, p, q. Eine durch M gelegte, mit der XY-Ebene parallele Ebene schneide die Z-Axe in H, die Linie NQ in S.

Sind nun die Coordinaten des Elementes Mm des geschlossenen Stromes x, y, z, ist sein Abstand von A gleich r, so ist die Wirkung des Stromes abhängig von den drei Determinanten:

$$C_l = \int \frac{x\,dy - y\,dx}{r^3}$$

$$B_l = \int \frac{z\,dx - x\,dz}{r^3}$$

$$A_l = \int \frac{y\,dz - z\,dy}{r^3}$$

Ist der Abstand der Projection Pp des Elementes mM vom Coordinatenanfangspunkt gleich u, so ist

$$\Delta\ A P p = \frac{x\,d\,y - y\,d\,x}{2} = \frac{u.u\,d\,\varphi}{2},$$

also

$$C_{I} = \int \frac{u^2\,d\,\varphi}{r^3}.$$

Hat ferner das Element Nn die Coordinaten $x + \delta x$, $y + \delta y$, $z + \delta z$, ist seine Projection Qq vom Coordinatenanfangspunkt um $u + \delta u$ entfernt, so ist für dieses Element die entsprechende Determinante

$$C_{II} = \int \frac{(u + \delta u)^2\,d\,\varphi}{(r + \delta r)^3}.$$

In den Elementen mM und nN läuft der Strom in entgegengesetzter Richtung. In den Ausdrücken für ihre gemeinschaftliche Wirkung auf das Element $d\,s_{I}$ kommt daher die Differenz der Determinanten $C_{II} - C_{I} = C$ vor. Diese Differenz ist

$$C = \int \frac{u^2\,d\,\varphi}{r^3} - \int \frac{(u + \delta u)^2\,d\,\varphi}{(r + \delta r)^3} = -\,\delta\left(\int \frac{u^2\,d\,\varphi}{r^3}\right)$$

oder bei Ausführung der Differenzirung:

$$C = \int \left(\frac{3\,u^2\,\delta\,r}{r^4} - \frac{2\,u\,\delta\,u}{r^3}\right) d\,\varphi.$$

Differenzirt man die Gleichung $r^2 = u^2 + z^2$, so erhält man bei Betrachtung der ähnlichen Dreiecke GHM und MSN für δr den Werth

$$\delta\,r = \frac{r^2 \cos\zeta - q\,z}{u\,r\cos\zeta}\,\delta\,u.$$

Beim Einsetzen dieses Werthes in C wird:

$$C = \int \left(\frac{1}{r^3} - \frac{3\,q\,z}{r^5\cos\zeta}\right) u\,\delta\,u\,d\,\varphi.$$

Ist der geschlossene Stromkreis sehr klein, so kann man annehmen, dass r und z in seinem ganzen Unfang sich nur sehr wenig ändern, und dann an ihre Stelle die Werthe l und z_0 setzen, welche sich auf den Schwerpunkt desselben beziehen. Es ist ferner $u\,d\,\varphi$ der Bogen Pp, δu die Linie PQ, also $u\,\delta\,u\,d\,\varphi$ das Viereck $PQpq$, mithin $\int u\,\delta\,u\,d\,\varphi$ die Projection des Stromkreises auf die XY-Ebene. Ist der Rauminhalt des geschlossenen Stromes gleich λ, so ist demnach

$$\int u\,\delta\,u\,d\,\varphi = \lambda\cos\zeta$$

und

$$C = \left(\frac{1}{l^3}\cos\zeta - \frac{3\,q\,z_0}{l^5}\right)\lambda. \quad \ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

Bei Vertauschung von ζ und z_0 mit ξ und x_0 sowie η und y_0, erhält man analog:

$$B = \left(\frac{1}{l^3}\cos\eta - \frac{3\,q\,y_0}{l^5}\right)\lambda$$
$$A = \left(\frac{1}{l^3}\cos\xi - \frac{3\,q\,x_0}{l^5}\right)\lambda \quad \dots\dots\dots \quad (1)$$

Mit Hülfe dieser Werthe können wir die Grösse der Directrix $D = \sqrt{A^2 + B^2 + C^2}$ und die auf ihr und dem Elemente $d s_1$ senkrechte Resultante der Wirkung $R = -\frac{1}{2} i\, i_1 d s_1\, D \sin \varepsilon$ berechnen, wo ε den Winkel zwischen D und ds_1 bezeichnen.

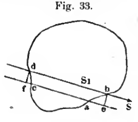
Liegt z. B. das Element $d s_1$ und der unendlich kleine Strom in einer Ebene, z. B. der XY-Ebene, so ist $q = 0$, $\cos\xi = \cos\eta = 0$, $\cos\zeta = 1$, $A = B = 0$, $\varepsilon = \frac{\pi}{2}$, also $D = C$ und

$$R = -\frac{1}{2}\frac{i\, i_1 d s_1 \lambda}{l^3} \quad \dots\dots\dots \quad (2)$$

31 Gehört der unendlich kleine geschlossene Strom einem grösseren in sich geschlossenen ebenen Strome an, der nach Anleitung des §. 29 in kleine Ströme zerlegt ist, so erhält man die Wirkung jenes Stromes auf ein Element ds_h, welches mit ihm in der XY-Ebene liegt, indem man den kleinen Strom als Element seiner Fläche betrachtet und danach integrirt. Dieses Integral wird dann, wie die Formel 2 des vorigen Paragraphen zeigt, durch den Rauminhalt eines Prismas dargestellt, welches die Ebene des Stromes zur Basis und den umgekehrten Werth der dritten Potenz des Abstandes jedes Punktes seiner Fläche $\left(\frac{1}{l^3}\right)$ von ds_1 an diesem Punkte selbst zur Höhe hat.

Denken wir uns von dem Schwerpunkt des ersten kleinen Stromes S ein System von dicht neben einander liegenden Linien Sac, Sbd (Fig. 33) durch einen in derselben Ebene liegenden zweiten Strom S_1 gelegt, so werden wir diese, wenn die Entfernung der Ströme gross ist, als parallel ansehen können. Liegen nun zwischen zwei solchen Linien die Elemente ab und cd des Stromes S_h so werden wir diese Elemente in je zwei Componenten zerlegen können, von denen die einen ac und cf in die Richtung der parallelen Linien Sac, Sbd fallen, die anderen be und df auf ihnen senkrecht stehen. Bei der Integration der Wirkungen des Stromes S auf alle Elemente ab und cd des zweiten Stromes heben sich die ersteren Com-

Fig. 33.



ponenten gegenseitig auf. Nur die letzteren bleiben bestehen. Es sei die Länge der auf den Linien Sac und Sbd verticalen Componenten $bc = df$ gleich $d\sigma$, der Abstand von ab vom Schwerpunkt S des ersten Stromes gleich r, also der von cd gleich $r + \delta r$, so ist die gemeinsame Wirkung des Stromes S auf die beiden Elemente ab und cd, da sie in entgegengesetzter Richtung vom Strom durchflossen werden, wenn wir die Glieder vernachlässigen, welche die höheren Potenzen von δr enthalten:

$$R = -\frac{1}{2} i\, i_I \lambda\, d\sigma \left(\frac{1}{r^3} - \frac{1}{(r + \delta r)^3}\right) = -\frac{3}{2} \frac{i\, i_I \lambda\, d\sigma\, \delta r}{r^4}.$$

Der Werth $d\sigma\,\delta r$ entspricht dem Flächenraum $cbdf$ oder auch $abcd$. Bilden wir daher die Ausdrücke R für alle Elemente des Stromes S_I, so entspricht die Summe dieser Flächenräume dem Flächenraum des Stromes S_I. Nehmen wir dann in allen Fällen für den Werth r den auf den Schwerpunkt des Stromes S_I bezüglichen Werth r_0, indem wir die kleinen Abweichungen von demselben bei den einzelnen Elementen vernachlässigen, so erhalten wir je

$$(R) = -\frac{3}{2} \frac{i\, i_I \lambda \lambda_I}{r_0^4}.$$

Diese Formel stimmt mit den Formeln überein, welche Plana (§. 26) für die Wirkung kleiner Kreisströme und eines Kreisstromes und elliptischen Stromes auf einander erhalten hat. — Die von Ampère[1]) gegebene Formel $(R) = \frac{i\, i_I \lambda \lambda_I}{r_0^4}$ ist nicht ganz richtig.

Wir wollen den Formeln des §. 29 eine etwas andere Gestalt geben, in der wir sie bei der Vergleichung der magnetischen mit den elektrodynamischen Wirkungen bequem verwenden können. Diese Gestalt der Formeln rührt, wenn ich nicht irre, von Neumann her. 32

Man errichtet auf der Ebene des geschlossenen Stromes $MmNn$ auf Mm (Fig. 32) ein Loth UU_I und nimmt auf demselben einen Punkt U_I an, der um den unendlich kleinen Werth dq von der Ebene des Stromes entfernt ist, so dass seine Coordinaten $x + dx$, $y + dy$, $z + dz$ sind, zieht man nun $U_I A$ und fällt von U auf $U_I A$ das Loth UT, so ist bei der Kleinheit der Linien $U_I U$, $U_I T$, UT Linie $U_I T = dr$ und, da Dreieck $AET \backsim UU_I T$, also $\frac{AE}{AT} = \frac{U_I T}{UU_I}$ ist, auch $\frac{q}{r} = \frac{dr}{dq}$. Es ist ferner

$$\cos\xi = \frac{dx}{dq}, \quad \cos\eta = \frac{dy}{dq}, \quad \cos\zeta = \frac{dz}{dq}.$$

Setzt man dies in die Gleichungen 1 des §. 30 ein, und vertauscht wie dort r mit l, so ist

[1]) Ampère, Théorie p. 231.

$$A = \left(l^{-3}\frac{dx}{dq} - 3\,x\,l^{-4}\frac{dl}{dq}\right)\lambda = \lambda\frac{d\left(\frac{x}{l^3}\right)}{dq}$$

$$B = \lambda\frac{d\left(\frac{y}{l^3}\right)}{dq}$$

$$C = \lambda\frac{d\left(\frac{z}{l^3}\right)}{dq}.$$

Die Componenten der Resultante selbst sind alsdann:

$$X = -\tfrac{1}{2}ii_1\lambda\frac{d\left(\frac{z\,dy_1 - y\,dz_1}{l^3}\right)}{dq}$$

$$Y = -\tfrac{1}{2}ii_1\lambda\frac{d\left(\frac{x\,dz_1 - z\,dx_1}{l^3}\right)}{dq}$$

$$Z = -\tfrac{1}{2}ii_1\lambda\frac{d\left(\frac{y\,dx_1 - x\,dy_1}{l^3}\right)}{dq}.$$

Liegt das Element ds_1 nicht im Anfangspunkt der Coordinaten, sondern sind die Coordinaten desselben $x_1\ y_1\ z_1$, so hat man in diesen Formeln für x, y, z resp. $x - x_1$, $y - y_1$, $z - z_1$ zu setzen.

Die Componenten der Wirkung des geschlossenen Stromes auf das Element ds_1, welches mit den Axen Winkel macht, deren Cosinus $\frac{dx_1}{ds_1}$, $\frac{dy_1}{ds_1}$, $\frac{dz_1}{ds_1}$ sind, ergeben sich dann:

$$X = -\tfrac{1}{2}ii_1\lambda\frac{d\left(\frac{(z-z_1)\,dy_1 - (y-y_1)\,dz_1}{l^3}\right)}{dq}$$

$$Y = -\tfrac{1}{2}ii_1\lambda\frac{d\left(\frac{(x-x_1)\,dz_1 - (z-z_1)\,dx_1}{l^3}\right)}{dq}$$

$$Z = -\tfrac{1}{2}ii_1\lambda\frac{d\left(\frac{(y-y_1)\,dx_1 - (x-x_1)\,dy_1}{l^3}\right)}{dq}.$$

33 Gehört nun das Element ds_1 gleichfalls einem unendlich kleinen geschlossenen Strom an, so sind diese Ausdrücke nach ds_1 zu integriren. — Integrirt man unter dem Differentialzeichen, so ist in dem Ausdruck für die X-Componente $\int\frac{(z-z_1)\,dy_1 - (y-y_1)\,dz_1}{l^3}$ die Determinante A_1

des zweiten Stromes in Bezug auf ein Element des ersten. Es lässt sich also dieser Ausdruck auch durch den anderen

$$A_{\prime} = \lambda_{\prime} \frac{d\left(\frac{x_1 - x}{l^3}\right)}{dq_{\prime}}$$

darstellen, wo $\lambda_{\prime}$ der Flächeninhalt des zweiten Stromes, $q_{\prime}$ das vom Coordinatenanfangspunkt auf seine Ebene errichtete Loth ist. So ergiebt sich die X-Componente der Wirkung beider geschlossener Ströme auf einander.

$$(X) = -\tfrac{1}{2} i i_1 \lambda \lambda_1 \frac{d^2\left(\frac{x_1 - x}{l^3}\right)}{dq\, dq_{\prime}}$$

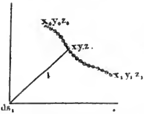
und analog

$$(Y) = -\tfrac{1}{2} i i_1 \lambda \lambda_1 \frac{d^2\left(\frac{y_1 - y}{l^3}\right)}{dq\, dq_{\prime}}$$

$$(Z) = -\tfrac{1}{2} i i_1 \lambda \lambda_1 \frac{d^2\left(\frac{z_1 - z}{l^3}\right)}{dq\, dq_{\prime}}.$$

Wir fügen hier noch folgende Betrachtungen an, die wir später bei **34**
den Untersuchungen über den Magnetismus nöthig haben werden. — Liegen um eine beliebige Linie in gleichen Abständen von einander und senkrecht gegen die Linie gleich grosse, unendlich kleine geschlossene Ströme von gleicher Intensität, so bezeichnet man nach Ampère ein solches System mit dem Namen Solenoid (von σωλήν, die Rinne).

Fig. 34.



Die Wirkung eines solchen Solenoids auf ein Stromelement bestimmt sich folgendermaassen.

Es liege das Element $ds_{\prime}$, Fig. 34, im Anfangspunkt der Coordinaten; die Coordinaten eines der kleinen Ströme des Solenoids seien $x\,y\,z$, sein Flächenraum sei λ, sein Abstand vom Coordinatenanfangspunkt $l = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$, dann ist nach §. 32 die Determinante A desselben in Bezug auf das Stromelement

$$A = \lambda \frac{d\left(\frac{x}{l^3}\right)}{dq},$$

wo q das auf die Ebene des kleinen Stromes vom Anfangspunkt der Coordinaten aus gefällte Loth ist.

Kreisen nun um die Einheit der Länge des Solenoids α einzelne kleine Ströme, so befinden sich auf dem Element ds der Länge desselben

αds solcher Ströme. Für diese zusammen ist also die Determinante

$$A_{ds} = \lambda \alpha ds \frac{d\left(\frac{x}{l^3}\right)}{dq}.$$

Da nun die Ebenen der kleinen Ströme auf der Längsrichtung des Solenoids senkrecht stehen, so ist $dq = ds$, also

$$A_{ds} = \lambda \alpha ds \frac{d\left(\frac{x}{l^3}\right)}{ds}.$$

Sind die Coordinaten der Endpunkte des Solenoids $x_0\, y_0\, z_0$, $x_1\, y_1\, z_1$, die entsprechenden Werthe von l resp. l_0 und l_l, so ist die Determinante für das ganze Solenoid

$$A_s = \lambda \alpha \int_{x_0}^{x_l} \frac{d\left(\frac{x}{l^3}\right)}{ds} ds = \lambda \alpha \left(\frac{x_l}{l_l^3} - \frac{x_0}{l_0^3}\right).$$

Ist das Solenoid nach einer Seite unendlich ausgedehnt, so ist für diese z. B. $x_0 = \infty$, $l_0 = \infty$, also $\frac{x_0}{l^3_0} = 0$, und daher die Determinante für das einseitig unbegrenzte Solenoid

$$A_0 = \lambda \alpha \frac{x_l}{l_l^3}.$$

Ebenso ist

$$B_0 = \lambda \alpha \frac{y_l}{l_1^3}$$

$$C_0 = \lambda \alpha \frac{z_1}{l_1^3}.$$

Die Directrix D_0 ist demnach

$$D = \sqrt{A_0^2 + B_0^2 + C_0^2} = \frac{\lambda \alpha}{l_1^2}.$$

Die Cosinus der Winkel, welche die Directrix mit den Axen macht, sind

$$\frac{A}{D} = \frac{x_l}{l_l}, \quad \frac{B}{D} = \frac{y_l}{l_l}, \quad \frac{C}{D} = \frac{z_l}{l_l}.$$

Es fällt also die Richtung der Directrix mit der Verbindungslinie des im Anfangspunkt der Coordinaten gelegenen Elementes mit dem Endpunkt des Solenoids zusammen. Die Resultante R der Wirkung des Solenoids auf das Element ds_l steht mithin auf der durch das Element und seine Verbindungslinie l_l mit dem Endpunkt des Solenoids gelegten Ebene senkrecht.

Bezeichnet $(l_l ds_l)$ den Winkel zwischen l_l und ds_l, so ist die Resultante nach §. 24

$$R = -\tfrac{1}{2} i i_{,} ds_{,} \lambda \alpha \frac{\sin (l_{,} ds_{,})}{l_{,}^2}.$$

Nach dem Princip der Gleichheit der Wirkung und Gegenwirkung wird, wenn das Element $ds_{,}$ fest ist, das Ende $x_1 y_1 z_1$ des Solenoids von einer gleichen aber entgegengesetzt gerichteten Kraft sollicitirt.

Ist das Solenoid nicht unendlich lang, sondern auch am anderen Ende im Punkt $x_0 y_0 z_0$ begrenzt, so kann man dasselbe betrachten als bestehend aus zwei nach einer Seite unendlichen und gleichgerichteten Solenoiden, von denen das eine von der Unendlichkeit bis zum Punkt $x_1 y_1 z_1$ reicht, das andere ebenso bis znm Punkt $x_0 y_0 z_0$. Letzteres muss von kleinen Strömen nmflossen sein, welche gleichen Flächeninhalt nnd gleiche Intensität besitzen wie die des ersten, aber ihnen entgegengerichtet sind. Es heben sich dann die Wirknngen beider Solenoide von ihrem in der Unendlichkeit liegenden Ende bis znm Punkt $x_0 y_0 z_0$ auf. Aus der letzten Formel ist übrigens ersichtlich, dass die Wirkung eines solchen Solenoids durchaus nicht abhängig ist von der Gestalt der Curve, nm welche seine geschlossenen Ströme herum liegen, sondern nur von der Lage seiner Endpnnkte.

Bildet ein Solenoid eine in sich zurücklaufende Cnrve, so wirkt es nicht auf ein Stromelement; denn fixiren wir zwei beliebige Punkte desselben, so heben sich die Wirkungen der zwischen ihnen befindlichen beiden Hälften des Solenoids gerade auf.

Wir wollen ferner die Wirkung eines unendlich kleinen Stromes vom 35
Flächeninhalt λ^1 nnd der Intensität i^1, dessen Coordinaten $x^1 y^1 z^1$ sind, auf ein nach einer Seite nnendlich verlängertes Solenoid, dessen anderes Ende die Coordinaten $x_1 y_1 z_1$ besitzt, dessen Molecularströme wie in dem oben angegebenen Beispiel beschaffen sind, berechnen.

Sind auf der Längeneinheit ds des Solenoids α Molecularströme von der Intensität i nnd dem Flächeninhalt λ, ist q das vom Coordinatenanfangspnnkt auf den Strom λ_1 gefällte Loth, so ist nach den Formeln des §. 33 die X-Componente der Wirkung der Ströme auf dem Element ds des Solenoids auf den geschlossenen Strom λ^1:

$$X = -\tfrac{1}{2} i i^1 \lambda \lambda^1 \alpha ds \frac{d^2\left(\frac{x - x^1}{l^3}\right)}{dq\, ds},$$

wo x die X-Coordinate von ds, l der Abstand zwischen ds und λ^1 ist. Integrirt man den Ausdruck nach ds und setzt für x und l die den Enden des Solenoids entsprechenden Werthe $x_{,}$ nnd $l_{,}$, so erhält man die ganze X-Componente der Wirkung:

$$(X) = -\tfrac{1}{2} i i_1 \lambda \lambda' \alpha \frac{d\left(\frac{x_1 - x^1}{l_1^3}\right)}{dq}.$$

Bei Vertauschung von x mit y und z ergehen sich die entsprechenden Componenten Y nnd Z.

36 Sind zwei Solenoide gegeben, welche nach der einen Seite unendlich lang sind, deren in der Endlichkeit liegende Enden die Coordinaten $x_1\, y_1\, z_1$ nnd $x^1 y^1 z^1$ haben, deren Molecularströme die Flächenräume λ_1 und λ^1 und die Intensitäten i_1 nnd i^1 besitzen, und auf deren Längeneinheit resp. α_1 und α^1 solcher Ströme sich befinden, so ist die X-Componente der Wirkung zweier Elemente ds_1 und ds^1 der Solenoide auf einander, deren Coordinaten $x\,y\,z$, $\xi\,\eta\,\zeta$, deren Abstand r ist, sind:

$$X = -\tfrac{1}{2} i_1 i^1 \lambda_1 \lambda^1 \alpha_1 \alpha^1 ds_1\, ds^1 \frac{d^2\left(\frac{x-\xi}{r^3}\right)}{ds_1\, ds^1}.$$

Bei der doppelten Integration über die Länge der Solenoide erhält man dann die X-Componente ihrer Wirkung:

$$(X) = -\tfrac{1}{2} i_1 i^1 \lambda_1 \lambda^1 \alpha_1 \alpha^1 \frac{x_1 - x^1}{l^3},$$

wo l der Abstand der Enden der Solenoide von einander ist.

Entwickelt man in gleicher Weise die Y- und Z-Componente, so erhält man die Gesammtwirkung der Solenoide auf einander:

$$(R) = \sqrt{(X)^2 + (Y)^2 + (Z)^2} = -\tfrac{1}{2} i_1 i^1 \lambda_1 \lambda^1 \alpha_1 \alpha^1 \frac{1}{l^2}.$$

Diese Resultante wirkt in der Richtung der Verbindungslinie der Enden $x_1\, y_1\, z_1$ und $x^1 y^1 z^1$ der Solenoide, und ist dem Quadrat des Abstandes derselben umgekehrt proportional.

Sind die Solenoide auch auf der anderen Seite durch die Punkte $x_0\, y_0\, z_0$ und $x^0 y^0 z^0$ begrenzt, so ergieht sich die X-Componente ihrer Wirknng auf einander bei der Integration:

$$X = -\tfrac{1}{2} i_1 i^1 \lambda_1 \lambda^1 \alpha_1 \alpha^1 \left[\frac{x_1 - x^1}{l_1^{1\,3}} + \frac{x_0 - x^0}{l_0^{0\,3}} - \frac{x_1 - x^0}{l_1^{0\,3}} - \frac{x^1 - x_0}{l_0^{1\,3}}\right],$$

in welchem Ansdrucke die Werthe $l_1^1,\, l_0^0,\, l_1^0,\, l_0^1$ die Abstände der beiden Endpnnkte des einen Solenoids von denen des anderen hezeichnen.

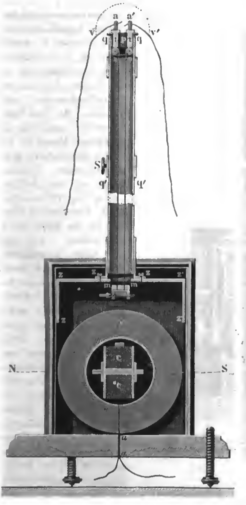
Entsprechend erhielte man bei Vertanschung des x mit y und z die Y- nnd Z-Componente der Wirkung heider Solenoide auf einander.

III. Bestätigung der elektrodynamischen Gesetze mittelst des Elektrodynamometers.

37 Die Ampère'sche Formel ist durch die Versuche von Ampère selbst nicht so vollständig bewiesen, dass sie nicht einer weiteren Bestätigung hedürfte. Die Betrachtung einer Anzahl von Gleichgewichtszuständen der auf einander wirkenden, vom Strome durchflossenen Leiter war

für diesen Beweis um so weniger genügend, als die verhältnissmässig schwachen elektrodynamischen Wirkungen leicht durch Reibungswiderstände u. s. w. aufgewogen werden konnten. Es ist daher von besonderer Wichtigkeit, dass W. Weber [1]) durch höchst sorgfältige Versuche eine ganz vollständige Bestätigung der Ampère'schen Theorie gegeben hat.

Fig. 35.



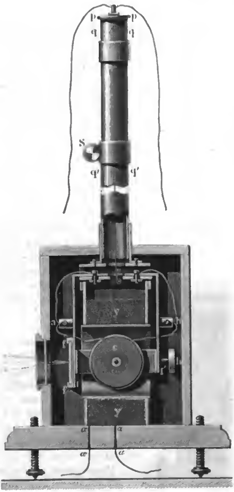
Weber bediente sich hierzu des Elektrodynamometers, welches auf die §. 28 ausgeführten Einwirkungen zweier Stromkreise begründet ist, deren Ebenen auf einander senkrecht stehen.

Auf eine zwischen zwei quadratische Messingplatten gelöthete Messingröhre g (Fig. 35 u. 36) von 76mm Länge und 76mm Durchmesser waren 3500 Windungen eines 0,7mm dicken Kupferdrathes aufgewunden. Die Enden desselben gingen durch ein Loch $\alpha\alpha_{\prime}$, das in der Mitte eines durch drei Stellschrauben horizontal gestellten Brettes eingebohrt war, auf welches die Messingplatten der so gewundenen Spirale befestigt waren. In das Innere dieser „Multiplicatorrolle" wurde eine zweite Rolle, die „Bifilarrolle" C, eingehängt. Dieselbe bestand aus 5000 Windungen eines 0,4mm dicken mit Seide besponnenen Kupferdrathes, welche auf einen 3mm dicken Messingdrath zwischen zwei in einem Abstand von 30mm auf denselben aufgelötheten kreisrunden Messingscheiben von 66,8mm Durchmesser aufgewunden

[1]) W. Weber, Elektrodynamische Maassbestimmungen Thl. I, S. 10. 1846;* Auszug in Pogg. Annal. Bd. LXXIII. S. 193.*

waren. Die Bifilarrolle wird so in die Multiplicatorrolle eingelegt, dass ihre Axe auf der der letzteren senkrecht steht. Auf die Messingscheiben der Bifilarrolle *C* sind auf zwei diametral gegenüberliegenden Seiten beiderseits metallene Fortsätze geschraubt. Auf dem einen derselben ist ein Planspiegel *f* befestigt, auf dem anderen ein denselben äquilibrirendes Gegengewicht *h*, welche beide in der richtigen Lage der Bifilarrolle an den Enden der Axe der Multiplicatorrolle sich befinden. An den Fortsätzen ist zugleich ein metallener Bügel *ll'* befestigt, der über die Multiplicatorrolle hinübergreift und zur Aufhängung der Bifilarrolle dient. Derselbe ist oberhalb in der Mitte bei *e* durchbohrt. Die von der Rolle kommenden Drathenden sind durch zwei an den beiden Armen des Bügels befindlichen Schrauben *a* und *b* festgehalten, und gehen sodann zu zwei durch Elfenbein isolirten, auf dem Bügel aufgesetzten Klemmen. In diese werden die Enden der zwei zum Aufhängen der Bifilarrolle bestimmten Kupferdräthe von je 1^{mm} Länge und $1/6^{mm}$ Dicke eingeschraubt. Diese Dräthe gehen unter zwei einen unterhalb des Bügels befestigten Elfenbeinplatten fort zu zwei in denselben unterhalb der Oeffnung *e* angebrachten Kerben und von da senkrecht nach oben. Durch eine Schraube kann man die Elfenbeinplatten mit den Kerben beliebig einander nähern und von einander entfernen. Die Elfen-

Fig. 36.



beinplatten werden so gestellt, dass der Schwerpunkt der Rolle genau senkrecht unter dem in der Mitte zwischen ihren Kerben liegenden Punkte sich befindet. — Auf den quadratischen Messingplatten der Multiplicatorrolle ist eine horizontale Messingplatte befestigt, welche ein 150^{mm} langes, auf einem zweiten Rohr verschiebbares und auf diesem durch eine Schraube *S* festgehaltenes Messingrohr qq_1 trägt. Das Rohr ist oben durch einen Deckel *p* von Elfenbein geschlossen, welcher zwei Klemmschrauben *a* und a_1 trägt. Mit diesen sind zwei Messingröllchen *nn* von 10^{mm} Durchmesser verbunden, über die die Enden der die Bifilarrolle tragenden Kupferdräthe hinübergelegt werden. Dieselben werden unterhalb der Rollen *nn* mittelst eines Seidenfadens mit einander verbunden. Hierdurch kann sich die Spannung beider Dräthe, selbst wenn sie nicht gleich lang sind, völlig ausgleichen. Durch die am Bügel *ll'* befindliche, die Elfenbeinplatten stellende Schraube werden die unteren Enden der Dräthe so weit von einander entfernt, dass sie auf ihrer ganzen Länge den gleichen Abstand von einander (3 bis 4^{mm}) behalten.

Zweckmässiger kann man die die Bifilarrolle tragende Vorrichtung, statt auf dem oberen Ende der Messingröhre qq_1, an einem besonderen an der Wand des Zimmers über der Multiplicatorrolle befestigten Arm anbringen. Dieselbe muss sich dann an diesem Arme drehen, auf und nieder stellen und seitlich verschieben lassen.

Fig. 37.



Eine andere einfachere 38
Einrichtung des Dynamometers ist folgende:

Die Multiplicatorrolle *A* (Fig. 37) ist um einen Drath als Axe zwischen zwei Mes-

singplatten gewunden, und auf einen Rahmen von Holz aufgelegt. Die Bifilarrolle ist auf einen Messingring *a* gewunden, in welchen die Multiplicatorrolle hineingestellt werden kann. Zu diesem Zwecke kann man die eine Seite des Holzrahmens abschrauben, und sie nach dem Einsetzen der Rolle wieder einfügen. Die Bifilarrolle ist an einer messingenen Klammer *b* befestigt, welche an eine horizontale, am Rande getheilte Kreisscheibe *c* angeschraubt wird. Diese Scheibe bewegt sich auf einer zweiten, mit einem Index versehenen Kreisscheibe. Die obere Scheibe trägt oben einen senkrechten Stab, an dem der Spiegel *d* und gegenüber ein Gegengewicht befestigt ist. Oberhalb trägt der Stab eine Rolle *r*. Um diese Rolle ist ein Seidenfaden *f* gelegt, an dessen Enden die unteren Enden der Aufhängungsdräthe *gg* geknüpft sind, welche, wie bei dem §. 37 beschriebenen Apparat, oberhalb an einem in die Wand des Zimmers eingelassenen Arm befestigt sind. Die Enden des Drathes der Bifilarrolle sind bei *ee* mit den Aufhängungsdräthen verbunden.

Bei dieser Einrichtung kann man der Axe der Bifilarrolle jede beliebige Richtung geben und die Multiplicatorrolle durch Einstellung der drei Stellschrauben des sie tragenden Rahmens in Punkten, die auf dem Experimentirtisch verzeichnet sind, in verschiedene, genau bestimmbare Lagen gegen die Bifilarrolle bringen.

Leitet man jetzt durch die Multiplicatorrolle, sowie durch die Bifilarrolle einen Strom, so suchen sich die Rollen so zu stellen, dass ihre Axen parallel werden und die Richtung der Ströme in ihren einander benachbarten Windungen gleichfalls parallel ist. Zu gleicher Zeit tritt aber eine Drehung der beiden Dräthe ein, vermittelst deren die bifilare Suspension der Bifilarrolle bewirkt ist. Die Rolle hebt sich hierbei, indem die Dräthe eine gegen die senkrechte Richtung geneigte Lage annehmen, und die Schwerkraft sucht sie in ihre frühere Gleichgewichtslage zurückzuführen. Sie erhält also eine constante Ablenkung, bei welcher die beiden wirkenden Kräfte ein gleiches und entgegengesetztes Drehungsmoment auf sie ausüben. Aus dem Ablenkungswinkel lässt sich nun die ablenkende Kraft berechnen, wie wir dies ausführlicher in dem Capitel „Elektromagnetische und elektrodynamische Messapparate“ auseinandersetzen werden.

39 Die Ablenkungen der Bifilarrolle wurden von Weber vermittelst eines Fernrohres gemessen, durch welches das Spiegelbild einer dem Spiegel an der Rolle in einem Abstande von etwa 6 Meter gegenübergestellten, in Millimeter getheilten Scala beobachtet wurde (vergl. das angeführte Capitel über die Messapparate).

Zu den ersten Versuchen wurde das Dynamometer nach der ersten §. 37 beschriebenen Einrichtung benutzt. Dasselbe wurde so aufgestellt, dass die Ebene der Windungen der Multiplicatorrolle mit der Nordsüdebene des magnetischen Meridians zusammenfiel, und nördlich von derselben in der Richtung des magnetischen Meridians in einem Abstande von 583^{mm} ein in einer Kupferhülse schwingender magnetisirter Stahl-

spiegel als Magnetometer aufgestellt, dessen Stellung ebenso wie die Lage der mit einem Spiegel versehenen Bifilarrolle gleichfalls durch ein gegenüber gestelltes Fernrohr mit Scala beobachtet wurde. Durch beide Rollen des Dynamometers wurde nun der Strom von 1 bis 3 Grove'schen Elementen hinter einander geleitet. Da die Ablenkungen der Bifilarrolle hierbei zu gross ausfielen, wurden die Dräthe, welche zu den Aufhängungspunkten der Dräthe der Bifilarrolle führten, vor denselben durch einen dicken Kupferdrath verbunden, so dass nur ein Zweigstrom die Bifilarrolle durchfloss, dessen Intensität in einem von Weber beobachteten speciellen Falle nur $\frac{1}{246,26}$ des ganzen ungetheilten Stromes betrug.

Zugleich wurde durch die Einwirkung des Stromes in der Multiplicatorrolle der magnetisirte Stahlspiegel abgelenkt. Die Ablenkungen desselben gaben ein Maass für die Intensität der Ströme, welche der Tangente seines Ablenkungswinkels proportional ist.

Nach den Correctionen für die Excentricität der Spiegel beider Ap- 40
parate und Berechnung der ablenkenden Kräfte aus den Ablenkungen der Spiegel ergab sich die ablenkende Kraft am Magnetometer k_m und Dynamometer k_d:

Zahl der Grove'schen Elemente.	k_m	k_d	$5{,}15534\sqrt{k_d}$
3.	108,426	440,038	108,144
2.	72,398	198,255	72,589
1.	36,332	50,915	36,786

Es ist hiernach die ablenkende Kraft im Dynamometer dem Quadrat der am Magnetometer gemessenen Intensität der durch beide Drathrollen des Dynamometers geleiteten Ströme proportional.

Bei ferneren Beobachtungen wurde die §. 38 beschriebene Einrichtung des Dynamometers verwendet. Die Bifilarrolle wurde so gedreht, dass die Ebene ihrer Windungen mit der auf dem magnetischen Meridian senkrechten Ost-Westebene zusammenfiel, und die Multiplicatorrolle, deren Ebene stets auf der der Bifilarrolle senkrecht blieb, entweder gerade in sie hineingestellt, dass die Mittelpunkte der Rollen zusammenfielen, oder der Mittelpunkt der Multiplicatorrolle 3 bis 600^{mm} östlich oder westlich, nördlich oder südlich von dem der Bifilarrolle sich befand. Der Strom von 8 Bunsen'schen Elementen wurde hinter einander durch die Bifilarrolle geleitet, sodann durch einen Gyrotrop, dann durch die Multiplicatorrolle, endlich durch eine besondere Spirale, welche 217^{mm} westlich von dem vom Dynamometer um 8 Meter entfernten, oben beschriebenen Stahlspiegel-Magnetometer aufgestellt war, und nun wiederum zum Commutator, welcher andererseits mit dem anderen Pole der Säule verbunden war. Durch Umlegen des Commutators wechselte nur die Stromesrichtung

in der Drathrolle vor dem Magnetometer und der Multiplicatorrolle des Dynamometers, während sie in der Bifilarrolle constant blieb.

Die die Intensität der Ströme bestimmenden Ablenkungen des Magnetometers wurden, wie die der Bifilarrolle, durch Scalen beobachtet, welche resp. 1103 und 3306,3^{mm} von den Spiegeln beider Apparate abstanden. Es konnten die an den Scalen beobachteten Ablenkungen mit geringen Fehlern den wirklichen ablenkenden Kräften proportional gesetzt werden.

41 Die Kraft, mit welcher die Bifilarrolle in ihrer ursprünglichen Gleichgewichtslage erhalten wird, ist aus zwei Theilen zusammengesetzt; einmal aus ihrem statischen Moment S, bestehend aus dem Quotienten des Quadrates ihrer Schwingungsdauer t^2 in ihr Trägheitsmoment K, multiplicirt mit π^2, also

$$S = \frac{\pi^2 K}{t^2},$$

wo k in Millimetern und Milligrammen, t in Secunden bestimmt sind (vergl. das Capitel Messapparate); sodann aus einem zweiten Theil s, der beim Hindurchleiten des Stromes durch die Einwirkung des Erdmagnetismus auf die Spirale hervorgerufen wird, und proportional ist der horizontalen Componente T des Erdmagnetismus an dem Beobachtungsort, dem Flächenraum λ der Drathwindungen der Spirale und der in absolutem Maass gemessenen Intensität des Stromes J. Kennt man aber die absolute Grösse des den Spiegel des Magnetometers richtenden horizontalen Theiles des Erdmagnetismus, so kann diese letztere jedesmal berechnet werden, indem man die an der Scala beobachtete Ablenkung jenes Spiegels mit einer Constanten multiplicirt. Man erhält so

$$s = J \lambda T.$$

Je nachdem der Strom in der Bifilarrolle in der einen oder anderen Richtung fliesst, dass der Erdmagnetismus sie in ihrer Lage zu erhalten oder um 180° zu drehen strebt, ist dieser Werth s zu dem statischen Moment S zu addiren, oder von demselben zu subtrahiren, um die Directionskraft der Bifilarrolle zu erhalten. Durch Multiplication mit diesen Werthen $S \pm s$ kann man alle bei verschiedenen Stromintensitäten beobachteten Ablenkungen der Bifilarrolle auf Werthe reduciren, welche erhalten worden wären, wenn auf dieselbe stets eine gleiche Directionskraft gewirkt hätte.

Dividirt man ferner durch das Quadrat der jedesmaligen Intensität der Ströme die berechneten Werthe, und multiplicirt sie allenfalls noch mit einem beliebigen constanten Factor, so erhält man die bei verschiedenen Stellungen der Multiplicatorrolle auf die Bifilarrolle ausgeübten Anziehungen oder Abstossungen, reducirt auf ein gemeinsames Maass.

Berechnete nun Weber dieselben Werthe nach den in §. 28 angegebenen Formeln und verglich dieselben mit den gefundenen Werthen,

so fand er aus zwei Beobachtungsreihen, bei welchen stets das Mittel der Ablenkungen genommen wurde, bei denen die Multiplicatorrolle gleichweit nördlich und südlich oder östlich und westlich von der Bifilarrolle stand:

Abstand der Mittelpunkte der Rollen	Multiplicatorrolle östlich oder westlich von der Bifilarrolle		Multiplicatorrolle südlich oder nördlich von der Bifilarrolle	
	beobachtet	berechnet	beobachtet	berechnet
0mm	22960	22680	22960	22680
300	189,93	189,03	— 77,11	— 77,17
400	77,45	77,79	— 34,77	— 34,74
500	39,27	39,37	— 18,24	— 18,31
600	22,46	22,64	—	—

Die negativen Vorzeichen deuten an, dass die Bifilarrolle bei der nördlichen oder südlichen Aufstellung der Multiplicatorrolle sich so zu richten strebt, dass der Strom in derselben in entgegengesetzter Richtung fliesst, wie in der letzteren, so dass also in den einander benachbarten Theilen beider Rollen die Stromesrichtung dieselbe wäre. Bei der östlichen oder westlichen Stellung der Multiplicatorrolle sucht sich die Bifilarrolle aber so zu stellen, dass in beiden Rollen die Ströme gleich gerichtet sind.

Die Uebereinstimmung zwischen den beobachteten und berechneten Werthen ist so gross, dass diese Versuche als eine vollständige Bestätigung der Ampère'schen Formel und der aus ihr gezogenen Folgerungen dienen.

IV. Weber's Theorie der elektrodynamischen Erscheinungen.

Das Ampère'sche Gesetz der Einwirkungen der Elemente zweier 42
von galvanischen Strömen durchflossener Leiter auf einander ist unmittelbar aus Erfahrungssätzen abgeleitet und ein directer Ausdruck der durch das Experiment gefundenen Thatsachen. Es ist dabei nicht die Frage gewesen, in wiefern die in den Leitern strömenden elektrischen Massen ihre gegenseitigen Anziehungen und Abstossungen gegen einander äussern und ob die Uebertragung dieser letzteren Wirkungen auf die Leiter selbst deren Bewegungen begründen kann. W. Weber (l. c.) hat letztere Betrachtung angestellt, indem er sich an eine Vorstellung von Fechner [1])

[1]) Fechner, Pogg. Ann. Bd. LXIV, S. 337. 1845.*

anschloss, deren wir gelegentlich schon in Theil I, §. 276 Erwähnung gethan.

Fechner sieht einen galvanischen Strom an als bestehend aus einer doppelten Strömung von positiver und negativer Elektricität, welche in gleicher Menge in jedem Zeittheil gleichzeitig in entgegengesetzter Richtung durch jeden Querschnitt des Leiters hindurchgehen. Er nimmt ferner an, dass gleichartige Elektricitäten einander anziehen, wenn sie in gleicher Richtung oder gegen denselben Punkt hin, einander abstossen, wenn sie in entgegengesetzter Richtung sich bewegen; dass umgekehrt ungleichartige Elektricitäten sich anziehen, wenn sie in entgegengesetzter, sich abstossen, wenn sie in gleicher Richtung sich bewegen.

43 In ähnlicher Weise hat W. Weber[1]) das elektrodynamische Grundgesetz entwickelt.

Sind zwei elektrische Massen e und e_1 gegeben, die in der Entfernung r auf einander wirken, so ist ihre Anziehung oder Abstossung, je nachdem sie ungleichnamig oder gleichnamig sind, nach dem elektrostatischen Grundgesetz:

$$A = \frac{e e_1}{r^2}.$$

Als Einheit der elektrischen Massen sind diejenigen Massen genommen, welche in der Einheit der Entfernung auf einander wirkend, sich gegenseitig die Beschleunigung Eins ertheilen. Befinden sich nun in zwei Elementen zweier galvanischer Ströme in gleichen Zeiten die Elektricitätsmengen $\pm e$ und $\pm e_1$ im Zustande der Ruhe, so würde sich ihre Anziehung und Abstossung gegen einander nach obigem Gesetz aus vier Theilen zusammensetzen, nämlich:

$$\frac{+e.+e_1}{r^2} + \frac{-e.-e_1}{r^2} + \frac{+e.-e_1}{r^2} + \frac{-e.+e_1}{r^2}.$$

Diese würden sich alle gegenseitig aufheben und es könnte keine Wirkung stattfinden.

Da aber bei den elektrodynamischen Erscheinungen die elektrischen Massen stets in Bewegung sind, während sie auf einander einwirken, so ist die einfachste Annahme die, dass ihre gegenseitige Anziehung auch noch von der relativen Geschwindigkeit und eventuell auch noch von der Beschleunigung ihrer Bewegung gegen einander auf ihren Bahnen abhängen könne. Bezeichnet also $\frac{dr}{dt}$ und $\frac{d^2r}{dt^2}$ diese Geschwindigkeit und Beschleunigung der Elemente in der Richtung ihrer Verbindungslinie r während der Zeiteinheit dt, so ist die Wirkung W der Elemente durch die Formel:

1) W. Weber, elektrodynamische Maassbestimmungen. Th. I. S. 99.*

$$W = \frac{ee_l}{r^2}\left(1 + \alpha\left(\frac{dr}{dt}\right)^n + \beta\left(\frac{d^2 r}{dt^2}\right)^m\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

darzustellen.

Im Falle die elektrischen Massen ruhen, ist $\frac{dr}{dt}$ und $\frac{d^2 r}{dt^2} = 0$; es tritt in diesem Falle das elektrostatische Gesetz:

$$W_0 = \frac{ee_l}{r^2}$$

in Gültigkeit.

In obiger Formel sind die Werthe α, β, n, m zu bestimmen und es ist sodann zu untersuchen, ob dieselbe mit der von Ampère aufgestellten Formel in Uebereinstimmung ist.

Die Bestimmung der Werthe α, β, m, n geschieht durch Betrachtung 44 besonderer Fälle.

1) Fliessen in zwei in einem Punkt B zusammenlaufenden Leitern AB und $A_l B$ die galvanischen Ströme nach dem Kreuzungspunkt B hin, so ist die Einwirkung beider Leiter dieselbe, mag in beiden die positive Elektricität gegen B hin-, oder von B fortfliessen. Im ersten Fall ist aber die relative Geschwindigkeit $\frac{dr}{dt}$ positiv, im zweiten negativ. — Es darf also die Aenderung des Vorzeichens von $\frac{dr}{dt}$ keinen Einfluss auf das Resultat haben; der Exponent n muss mithin eine gerade Zahl sein. Die einfachste Annahme wäre: $n = 2$; also ist:

$$W = \frac{ee_l}{r^2}\left(1 + \alpha\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + \beta\left(\frac{d^2 r}{dt^2}\right)^m\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

2) Zwei in einer Richtung liegende und auf einander folgende Elemente ds und ds_l der Leiter zweier galvanischer Ströme von der Intensität i und i_l stossen sich gegenseitig mit einer Kraft ab, welche durch den Werth:

$$A = \frac{i i_l\, ds\, ds_l}{2\, r^2}$$

ausgedrückt wird (§. 22). — Gehen nun durch die Längeneinheiten der Leiter in jedem Moment die Elektricitätsmengen $\pm e$ und $\pm e_l$, so befinden sich in derselben Zeit in den Elementen ds und ds_l die Massen $\pm e\,ds$ und $\pm e_l ds_l$.

Es seien die Geschwindigkeiten der Elektricitäten in beiden Leitern c und c_l. Da dieselben in jedem dieser Leiter ungeändert bleiben, indem wir den Querschnitt und den Stoff derselben als unveränderlich ansehen; so ist auch der Werth $\frac{dr}{dt}$ constant, also $\frac{d^2 r}{dt^2} = 0$.

Bezeichnen wir also mit W_{++}, W_{+-} u. s. f. die Anziehungen und

Abstossungen der bewegten Elektricitäten $\pm c$ des Elementes ds auf die bewegten Elektricitäten $\pm e_{,}$ des Elementes $ds_{,}$, so ist danach

die relative Geschwindigkeit $\frac{dr}{dt}$ von		die Wirkung
$+e$ und $+e_{,}$	$c_{,}-c$	$W_{++} = \frac{ee_{,}}{r^2}(1+\alpha(c_{,}-c)^2 ds\, ds_{,})$
$-e$ „ $-e_{,}$	$-(c_{,}-c)$	$W_{--} = \frac{ee_{,}}{r^2}(1+\alpha(c_{,}-c)^2 ds\, ds_{,})$
$-e$ „ $+e_{,}$	$c+c_{,}$	$W_{-+} = -\frac{ee_{,}}{r^2}(1+\alpha(c+c_{,})^2 ds\, ds_{,})$
$+e$ „ $-e_{,}$	$-(c+c_{,})$	$W_{+-} = -\frac{ee_{,}}{r^2}(1+\alpha(c+c_{,})^2 ds\, ds_{,})$

Die Gesammtwirkung ist die Summe dieser Kräfte, welche sich auf die Leiter selbst überträgt; sie ist gleich ihrer gegenseitigen Abstossung A. So ist:

$$A = \frac{i i_{,} ds\, ds_{,}}{2 r^2} = -8 \frac{e e_{,} ds\, ds_{,} \alpha c c_{,}}{r^2}.$$

Die Intensität der Ströme ist aber proportional der in der Zeiteinheit durch den Querschnitt der Leiter strömenden Elektricität. Ist daher a eine Constante, so ist:

$$i = a e c \qquad i_{,} = a c_{,} e_{,}.$$

Beim Einsetzen dieser Werthe in A erhält man:

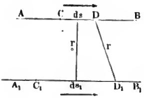
$$\alpha = \frac{a^2}{16}.$$

Wird dieser Werth für α in die Hauptformel eingeführt, so ergiebt sich:

$$W = \frac{ee_{,}}{r^2}\left(1 - \frac{a^2}{16}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + \beta\left(\frac{d^2 r}{dt^2}\right)^m\right) \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (3)$$

3) Die Anziehung der Elemente ds und $ds_{,}$ zweier paralleler und gleichgerichteter Ströme, AB und $A_{,}B_{,}$ (Fig. 37), deren Verbindungslinie r_0 auf den Elementen selbst senkrecht steht, ist nach der Ampère'schen Formel (§. 22):

Fig. 37.



$$B = -\frac{i i_{,} ds\, ds_{,}}{r_0^2}.$$

Will man dieselbe Anziehung von der Wechselwirkung der sich bewegenden elektrischen Massen ableiten, deren Geschwindigkeiten sich wie Cds zu $C_{,}ds_{,}$ verhalten, so ergiebt sich zunächst, dass die in AB und $A_{,}B_{,}$ fortschreitenden Elektricitätsmengen sich bei ihrer

Bewegung von A und $A_{\prime}$ aus bis zu den Elementen ds und $ds_{\prime}$ beständig einander nähern; bei ihrem Weiterströmen nach B und $B_{\prime}$ wieder von einander entfernen. Während daher die relative Geschwindigkeit $\frac{dr}{dt}$ in der ersteren Zeit negativ war, ist sie in der zweiten positiv. In den Elementen ds und $ds_{\prime}$ selbst ist daher $\frac{dr}{dt}$ Null. Es reducirt sich dann der Einfluss der Bewegung der Elektricitäten auf das ihre relative Beschleunigung $\frac{d^2r}{dt^2}$ enthaltende Glied. Nehmen wir als einfachsten Fall an, der Exponent m desselben sei gleich 1, so ist demnach die Wirkung:

$$W = \frac{ee_{\prime}\, ds\, ds_{\prime}}{r^2}\left(1 + \beta\,\frac{d^2r}{dt^2}\right).$$

Legen aber die in ds und $ds_{\prime}$ befindlichen Massen in der Zeit t die Wege $Cds = ct$, und $C_{\prime}\,ds_{\prime} = c_{\prime}\,t$ zurück, so ist nach dieser Zeit ihr Abstand $DD_{\prime} = r$ gegeben durch die Gleichung:

$$r^2 = r_0^2 + (c - c_{\prime})^2 t^2.$$

Der Werth r ist variabel. Differenzirt man zweimal nach der Zeit t, so erhält man, da $c, c_{\prime}$ und r_0 constant sind:

$$r\,dr = (c - c_{\prime})^2 t\,dt$$

$$r\,\frac{d^2r}{dt^2} + \left(\frac{dr}{dt}\right)^2 = (c - c_{\prime})^2.$$

Für den Augenblick, wo die elektrischen Massen sich in ds und $ds_{\prime}$ befinden, ist $\frac{dr_0}{dt} = 0$, also

$$\frac{d^2r_0}{dt^2} = \frac{(c - c_{\prime})^2}{r}.$$

Führt man diesen Werth in die Formel W ein und berücksichtigt, dass für die Bewegung der negativen elektrischen Massen die Werthe c und $c_{\prime}$ gleichfalls negativ zu nehmen sind, so hat man:

$$W_{++} = \frac{ce_{\prime}\, ds\, ds_{\prime}}{r^2}\left(1 + \frac{\beta}{r}\,(c - c_{\prime})^2\right),$$

$$W_{--} = \frac{ce_{\prime}\, ds\, ds_{\prime}}{r^2}\left(1 + \frac{\beta}{r}\,(c - c_{\prime})^2\right),$$

$$W_{+-} = -\frac{ee_{\prime}\, ds\, ds_{\prime}}{r^2}\left(1 + \frac{\beta}{r}\,(c + c_{\prime})^2\right),$$

$$W_{-+} = -\frac{ce_{\prime}\, ds\, ds_{\prime}}{r^2}\left(1 + \frac{\beta}{r}\,(c + c_{\prime})^2\right).$$

Die Summe dieser Werthe entspricht der durch die Ampère'sche Formel gefundenen Anziehung. Es ist demnach, wenn wir in derselben $i = aec$, $i_{\prime} = ae_{\prime}c_{\prime}$ setzen,

$$-\frac{aec\cdot a\, e_, c_,\, ds\, ds_,}{r^2} = -8\,\frac{ee_,\, ds\, ds_,}{r^2}\,\frac{\beta}{r}\cdot ce_,$$

d. i.:

$$\beta = \frac{a^2}{8}\,r.$$

Wird dieser Werth in die Hauptformel eingeführt, so ist die Wirkung der in Bewegung befindlichen Massen e und $e_,$ auf einander:

$$W = \frac{ee_,}{r^2}\left(1 - \frac{a^2}{16}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + \frac{a^2}{8}\,r\,\frac{d^2 r}{dt^2}\right) \quad . \; . \; . \; . \; . \quad (4)$$

45 Dieses Gesetz muss sämmtliche in dem Ampère'schen Gesctz dargestellten Anziehungs- und Abstossungserscheinungen in sich begreifen, wenn es als neues Grundgesetz der Einwirkuug der elektrischen Massen auf einander bestehen soll. Es muss also aus demselben die Ampère'sche Grundformel abgeleitet werden können. Dies soll im Folgenden geschehen.

Bewegen sich in den Elementen ds und $ds_,$ zweier Leiter die elektrischen Massen $\pm\, e\,ds$ und $\pm\, e_, ds_,$, mit den Geschwindigkeiten $\frac{ds}{dt} = c$ und $\frac{ds_,}{dt} = c_,$, so ziehen sich die Elemente ds und $ds_,$ an mit einer Kraft, die aus der Summe der Anziehungen und Abstossungen der in ihnen befindlichen Elektricitäten zusammengesetzt ist. Bezeichnen wir nun ähnlich wie im vorigen Paragraphen die Wirkungen von $+\,e\,ds$ auf $+\,e_, ds_,$ mit W_{++}, die von $-\,e\,ds$ auf $-\,e_, ds_,$ mit W_{--}, die von $+\,e\,ds$ auf $-\,e_, ds_,$ mit W_{+-}, die von $-\,e\,ds$ auf $+\,e_, ds_,$ mit W_{-+}, die betreffenden relativen Geschwindigkeiten $\frac{dr}{dt}$ und Beschleunigungen $\frac{d^2 r}{dt^2}$ der elektrischen Massen gegen einander mit den entsprechenden Zeichen, so ist die Gesammtwirkung:

$$W_s = W_{++} + W_{--} + W_{+-} + W_{-+} =$$

$$\frac{ee_,\, ds\, ds_,}{16\,r^2}\,a^2\left[-\left\{\left(\frac{dr_{++}}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dr_{--}}{dt}\right)^2 - \left(\frac{dr_{+-}}{dt}\right)^2 - \left(\frac{dr_{-+}}{dt}\right)^2\right\}\right.$$
$$\left. + 2r\left(\frac{d^2 r_{++}}{dt^2} + \frac{d^2 r_{--}}{dt^2} - \frac{d^2 r_{+-}}{dt^2} - \frac{d^2 r_{-+}}{dt^2}\right)\right] \quad . \; . \; . \; . \quad (1)$$

Nun ist $\frac{dr}{dt} = \frac{dr}{ds}\cdot\frac{ds}{dt} + \frac{dr}{ds_,}\cdot\frac{ds_,}{dt}$.

Ersetzen wir hier die Werthe $\frac{ds}{dt}$ und $\frac{ds_,}{dt}$ durch die Werthe $\pm\, c$ und $\pm\, c_,$, je nachdem die Elektricitäten $\pm\, e$ und $\pm\, e_,$ sich nach der einen oder anderen Seite bewegen, so ist:

$$\frac{dr_{++}}{dt} = \left(c\,\frac{dr}{ds} + c_,\,\frac{dr}{ds_,}\right)$$

$$\frac{dr_{--}}{dt} = -\left(c\,\frac{dr}{ds} + c_,\,\frac{dr}{ds_,}\right)$$

$$\frac{dr_{+-}}{dt} = \left(c\frac{dr}{ds} - c_i\frac{dr}{ds_i}\right)$$
$$\frac{dr_{-+}}{dt} = -\left(c\frac{dr}{ds} - c_i\frac{dr}{ds_i}\right)$$

also die Summe:

$$\left(\frac{dr_{++}}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dr_{--}}{dt}\right)^2 - \left(\frac{dr_{+-}}{dt}\right)^2 - \left(\frac{dr_{-+}}{dt}\right)^2 = 8\,c\,c_i\,\frac{dr}{ds}\cdot\frac{dr}{ds_i} \quad . \quad (2)$$

Ebenso ist aber auch:

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = \frac{d^2 r}{ds^2}\left(\frac{ds}{dt}\right)^2 + 2\,\frac{d^2 r}{ds\,ds_i}\,\frac{ds}{dt}\,\frac{ds_i}{dt} + \frac{d^2 r}{ds_i^2}\left(\frac{ds_i}{dt}\right)^2.$$

Führen wir auch hier die Werthe $\frac{ds}{dt} = \pm\, c$, $\frac{ds_i}{dt} = \pm\, c_i$ ein, so ist:

$$\frac{d^2 r_{++}}{dt^2} = c^2\,\frac{d^2 r}{ds^2} + 2\,c\,c_i\,\frac{d^2 r}{ds\,ds_i} + c_i^2\,\frac{d^2 r}{ds_i^2},$$
$$\frac{d^2 r_{--}}{dt^2} = c^2\,\frac{d^2 r}{ds^2} + 2\,c\,c_i\,\frac{d^2 r}{ds\,ds_i} + c_i^2\,\frac{d^2 r}{ds_i^2},$$
$$\frac{d^2 r_{+-}}{dt^2} = c^2\,\frac{d^2 r}{ds^2} - 2\,c\,c_i\,\frac{d^2 r}{ds\,ds_i} + c_i^2\,\frac{d^2 r}{ds_i^2},$$
$$\frac{d^2 r_{-+}}{dt^2} = c^2\,\frac{d^2 r}{ds^2} - 2\,c\,c_i\,\frac{d^2 r}{ds\,ds_i} + c_i^2\,\frac{d^2 r}{ds_i^2},$$

also die Summe:

$$\frac{d^2 r_{++}}{dt^2} + \frac{d^2 r_{--}}{dt^2} - \frac{d^2 r_{+-}}{dt^2} - \frac{d^2 r_{-+}}{dt^2} = 8\,c\,c_i\,\frac{d^2 r}{ds\,ds_i} \quad . \; . \; . \quad (3)$$

Setzt man die Werthe der Formeln (2) und (3) in die Formel (1) fur W_s ein und berücksichtigt, dass die Grössen $a\,e\,c = i$, $a\,e_i\,c_i = i_i$ sind, so erhält man:

$$W_s = -\frac{i\,i_i\,ds\,ds_i}{r^2}\left(\frac{1}{2}\,\frac{dr}{ds}\,\frac{dr}{ds_i} - r\,\frac{d^2 r}{ds\,ds_i}\right).$$

Dies ist aber die Formel von **Ampère**, wie wir sie §. 17 unter 6 c. hingestellt haben. Es genügt also das Grundgesetz von **Weber** vollständig zur Begründung der in der Elektrodynamik behandelten Erscheinungen.

Es ist nicht zu leugnen, dass die Vorstellung von Anziehungskräften, die noch von der Geschwindigkeit und sogar der Beschleunigung der gegen einander sich bewegenden Körper abhängen, nicht mit unseren gewöhnlichen mechanischen Anschauungen übereinstimmt. Wenn wir etwas Aehnliches bei den Erscheinungen der allgemeinen Gravitation, z. B. der Bewegung der Himmelskörper nicht beobachten, so könnte der Grund vielleicht darin liegen, dass die Geschwindigkeit der Bewegungen im Verhältniss zum Abstand der sich anziehenden Körper zu klein ist, um einen merkbaren Einfluss auf die Anziehungskraft auszuüben.

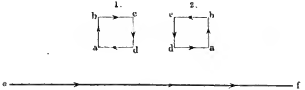
Eine mechanische Unmöglichkeit liegt in den gemachten Annahmen nicht, die sich jedenfalls sehr gut den empirisch gefundenen Gesetzen anschliessen.

Zweites Capitel.

Verhalten der galvanischen Ströme gegen die Erde.

46 Man denke sich unterhalb eines viereckigen vertical aufgehängten Leiters *abcd* (Fig. 38) einen horizontalen vom Strom durchflossenen Leiter *ef* in so weiter Entfernung von *abcd*, dass der Abstand der horizontalen Theile des letzteren von einander gegen seinen Abstand von *ef* verschwindet. Dann wird in der in der Figur *ad* 1. gezeichneten Stellung die Abstossung von *ef* gegen *ad* mit der Anziehung von *ef* gegen *bc* sich gerade aufheben. Es bleibt also nur die Einwirkung von *ef* auf die beiden senkrechten Theile *ab* und *cd*. Steht nun der Leiter *abcd* wie in der Figur ad 1., so würden die Einwirkungen des Stromes in *ef* auf *ab* und *dc* bewirken, dass *ab* in der Richtung von *a* nach *d*, *cd* von *d* nach *a* sich bewegen sollte. Beide Wirkungen heben sich auf, wenn der Leiter gerade in einer Ebene mit *ef* sich befindet. Das Gleichgewicht ist aber labil; sobald der Leiter ein wenig aus jener Ebene abweicht, wird er

Fig. 38.



durch die auf *ab* und *cd* wirkenden Kräfte, welche ein Kräftepaar darstellen, herumgedreht, bis er die in Fig. *ad* 2 gezeichnete Stellung einnimmt. Dann ziehen die von *ef* auf *ab* und *cd* ausgeübten Wirkungen beide den Leiter nach aussen gegen *e* und *f* hin, und das Gleichgewicht ist stabil. Man würde dies Resultat empirisch so ausdrücken können, dass man sagte, der bewegliche Leiter stelle sich so, dass der in seinem unteren Theile *ad* befindliche Strom mit dem unterhalb befindlichen entfernten Strom *ef* gleich gerichtet wäre.

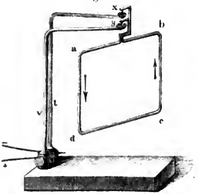
Wären an Stelle der viereckigen Leiter nur zwei verticale Leiter *ab* und *cd* vereint durch isolirende Zwischenstäbe, wären sie um eine zwischen ihnen befindliche verticale Axe drehbar und flösse in *ab* der Strom von unten nach oben, in *cd* von oben nach unten, so würden sich diese beiden vereinten Leiter ebenso einstellen, wie der viereckige Leiter *abcd*.

Wäre nur ein verticaler linearer Leiter *ab* um eine ihm parallele Drehungsaxe beweglich, so würde er sich gleichfalls unter dem Einfluss eines horizontalen unter ihm liegenden Stromleiters *cf* ganz analog so einstellen, dass, wenn in ihm der Strom von unten nach oben fliesst, er sich möglichst weit nach der Richtung hin bewegt, wohin der Strom im horizontalen Leiter fliesst; wenn ihn der Strom aber von oben nach unten durchfliesst, er sich nach der Seite hinwendet, von der der Strom im horizontalen Leiter herkommt.

Ein einzelner in seiner ganzen Länge in gleicher Richtung vom Strom durchflossener horizontaler Leiter *ad* oder *bc* würde sich unter dem Einfluss des Stromes *cf* so einstellen, dass beide gleich gerichtet wären; würden aber die zwei in entgegengesetzter Richtung durchströmten Leiter *ad* und *bc* durch eine verticale Axe verbunden, so stellten sie sich unter Einfluss des entfernten Stromes *cf* gar nicht ein.

Hängt man nun an dem Ampère'schen Statif[1]) einen Drath, wie in 47
Fig. 39, auf, so bemerkt man, dass er nicht mehr in jeder Lage im Gleichgewicht bleibt. Er stellt sich beim Hindurchleiten des Stromes so, dass, wenn der Strom den Drath in der Richtung durchfliesst, welche die Pfeile in der Figur angeben, seine dem Beobachter zugekehrte Seite sich nach Norden wendet. Eine genauere Beobachtung zeigt, dass eine auf seiner Ebene senkrechte Linie dabei die Lage annimmt, welche der magnetischen Axe der zur Bestimmung der magnetischen Declination angewandten Magnetnadel entspricht. Die Richtung des Stromes im unteren Theile des Drathes ist also von Ost nach West.

Fig. 39.

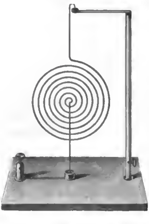


Die Ursache dieser Einstellung des Leiters können wir entsprechend den Ausführungen des vorigen Paragraphen in der Einwirkung eines galvanischen Stromes auf denselben suchen, welcher nur in der Erde seinen Sitz haben kann, und in dieser in einer so weiten Entfernung vom Leiter

[1]) Ampère, Ann. de Chim. et de Phys. T. XV, p. 170. 1820.*

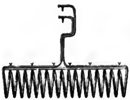
fliesst, dass die Dimensionen des letzteren gegen die erstere verschwinden. Die Richtung dieses **Erdstromes** wäre danach dieselbe, wie die des Stromes in den unteren Theilen des Leiters, also gleichfalls von **Ost nach West**.

Fig. 40.



Formt man den Leiter *abcd* aus mehreren durch eine Ueberspinnung mit Seide von einander isolirten, dicht neben einander liegenden Windungen von Drath, so multiplicirt sich bei gleichbleibender Stromintensität die Wirkung, und die Einstellung des Leiters wird energischer. — Man kann dann auch die Windungen neben einander in einer Ebene, wie in Fig. 40 ausbreiten [1]). — Zieht man die Windungen aus einander, wie in Fig. 41, so stellt sich dennoch der Leiter so, dass das eine Ende der auf diese Weise gebildeten Spirale nach Norden, das andere nach Süden weist [2]).

Fig. 41.



Man kann sich die Einstellung der Spiralen leicht durch folgenden von **Ampère** herrührenden Vergleich bemerken:

Denkt man sich mit dem Strom der positiven Elektricität fortschwimmend, während man die Axe der Spirale anblickt, so stellt sie sich so ein, dass man den magnetischen Nordpol der Erde zur linken Hand hat.

Fig. 42.

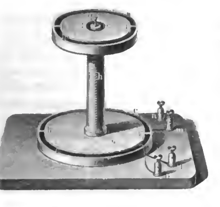


Man kann die Einstellung eines verticalen geschlossenen Leiters durch den von uns angenommenen Erdstrom auch ohne Anwendung eines besonderen Elementes nachweisen. Man befestigt auf einem Kork Fig. 42 eine aus einigen Windungen bestehende Spirale von übersponnenem Kupferdrath, deren Enden unterhalb des Korkes an eine Kupfer- und eine Zinkplatte angelöthet sind. Lässt man diesen Apparat auf verdünnter Schwefelsäure schwimmen, so durchfliesst den Drath ein Strom in der Richtung des Pfeiles, und er stellt sich so, dass die dem Beschauer zugekehrte Seite nach Norden sich wendet [3]).

[1]) **Van den Bos**, Roget. Elektromagn. S. 108. — [2]) **Ampère**, l. c. — [3]) **De la Rive**, Gilb. Ann. Bd. LXXI, S 113. 1822; ähnlich auch **Pinaud**,

Existirt ein solcher Erdstrom in der That, so müssen auch die übrigen §. 46 mitgetheilten Erfahrungen sich auf denselben übertragen lassen. 48

Fig. 43.



Dies hat de la Rive[1]) durch einige Versuche mittelst des Fig. 43 bis 46 mit geringen Abänderungen gezeichneten Apparates gezeigt. Derselbe besteht aus zwei Holzscheiben, in welche die Rinnen *ab*, *cd* und *ef* eingegraben sind, die mit Quecksilber gefüllt werden. Die Rinnen *ab* und *cd* können durch Querwände *g*, *h*, *i* und *k* in je zwei Hälften getheilt werden. Die Holzscheiben sind durch eine Holzsäule verbunden. Durch diese gehen zwei Dräthe *h* und *i*, von denen der erste oberhalb einen Quecksilbernapf *q* trägt, der andere zur Rinne *ef* führt. Die Dräthe *h* und *i* sind mit den Klemmschrauben *l* und *m*, die beiden Hälften der Rinne *c* und *d* mit den Klemmschrauben *n* und *o* in Verbindung.

Wird nun auf den Quecksilbernapf *q* ein Leiter von Drath, Fig. 44 (a. f. S.), vermittelst einer Stahlspitze *s* aufgesetzt, während sein anderes Ende *t* in die Rinne *cf* eintauchte, und werden die Klemmschrauben *m* und *l* mit den Polen der Säule verbunden, so fliesst z. B. der Strom im Leiter in der durch die Pfeile angegebenen Richtung. Derselbe stellt sich dann analog den Erfahrungen des vorigen Paragraphen so, dass der Strom in seiner unteren Seite von Ost nach West fliesst.

Werden dagegen die Klemmschrauben *n* und *o* mit den Polen der Säule verbunden und die Leiter Fig. 45 (a. f. S.) auf den Quecksilbernapf *q* aufgesetzt, der jetzt nur als Träger des Leiters dient, so durchfliesst der Strom denselben z. B. in der Richtung der Pfeile. Er stellt sich dann so, dass der Strom in seinem oberen Theil von West nach Ost fliesst. Es überwiegt also die Wirkung auf die längeren verticalen Dräthe. — Wird der obere Theil des Leiters Fig. 46 (a. f. S.) durch einen Glasstab ersetzt und werden seine unteren Enden metallisch verbunden, und von seinen beiden oberen Enden zwei Platindräthchen *u* und *v* in die beiden Hälften

Ann. de Chim. et de Phys. T. XLVII, p. 204. 1834;* Pogg. Ann. Bd. XXXVI, S. 548.* Eigentlicher Erfinder des Instrumentes ist Dr. Neef, vergl. Pogg. Ann. l. c. — [1]) G. de la Rive, Ann. de Chim. et de Phys. T. XX, p. 269;* A. de la Rive, Ann. de Chim. et de Phys. T. XXI, p. 24. 1822;* auch Pohl, Gilb. Ann. Bd. LXXIV, S. 389 und Bd. LXXV, S. 269. 1823.*

der Rinne *cd* eingesenkt, die man mit den Polen der Säule verbindet,

Fig. 44.

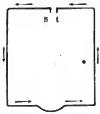


Fig. 45.

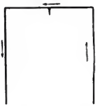
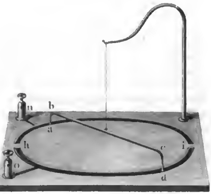


Fig. 46.



so stellt sich der Leiter so, dass der Strom in seinem unteren Theile von Ost nach West fliesst. Wird ein Leiter angewendet, der nur aus zwei verticalen durch einen Glasstab verbundenen Dräthen besteht, deren Enden in die Rinnen *ab* und *cd* tauchen, wird dann die obere Rinne *ab* nicht getheilt, wohl aber die untere, und deren beiden Hälften mit den Polen der Säule durch die Klemmschrauben *n* und *o* verbunden, so fliesst der Strom in dem einen der verticalen Dräthe von oben nach unten, in dem anderen von unten nach oben. Auch hier stellt sich der erstere Drath gegen Osten ein. — Fliesst in beiden Dräthen der Strom aufwärts oder abwärts, indem man beide Rinnen *ab* und *cd* ungetheilt lässt, und *ab* mit dem einen, *cd* mit dem anderen Pol der Säule verbindet, so bleibt der Leiter in jeder Lage in Ruhe. — Wird der eine der beiden Dräthe dieses letzteren Apparates entfernt, so dass nur noch ein einziger verticaler Drath übrig bleibt, so stellt er sich, wenn der Strom in ihm abwärts fliesst, auf der östlichen, wenn er aufwärts fliesst, auf der westlichen Seite des Apparates ein. Wird endlich die Rinne *ab* bei *i* und *k* getheilt, und ein horizontaler Drath auf *d* aufgesetzt, dessen Enden in die mit den beiden Polen der Säule verbundenen beiden Hälften der Rinne eintauchten, so stellt er sich so, dass der Strom in ihm von Ost nach West fliesst.

Fig. 47.



Der zuletzt beschriebene Versuch lässt sich noch einfacher in folgender Weise anstellen.

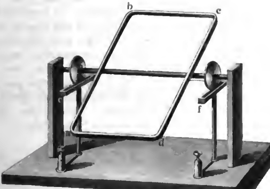
Man hängt einen Drath *abcd*, Fig. 47, an einem Coconfaden so auf, dass seine Enden *a* und *d* in eine kreisförmige Quecksilberrinne tauchen, die bei *h* und *i* durch Glaswände

in zwei Hälften getheilt ist, und verbindet das Quecksilber in beiden Hälften mit den Polen der Säule. Der Drath *abcd* dreht sich so, dass die Stromesrichtung in ihm die ostwestliche ist.

Durch die vorhergehenden Versuche ist festgestellt, dass die Richtung des Erdstromes im Wesentlichen die ost-westliche ist. Um die Lage dieses Stromes noch näher zu bestimmen, machen wir einen viereckigen Stromesleiter um eine horizontale Axe beweglich, welche wir mit der Ost-Westlinie zusammenfallen lassen. Man bedient sich hierzu zweckmässig des folgenden zuerst von Ampère (l. c.) angegebenen Apparates. 49

Man befestigt einen Leiter *abcd*, Fig. 48, welcher aus mehreren Windungen eines übersponnenen Kupferdrathes gebildet ist, an einer von

Fig. 48.



ihm isolirten, in zwei Zapfenlagern sehr leicht laufenden Axe. Die Enden des Drathes sind mit kleinen Kupferrädchen verbunden, welche in die Quecksilbernäpfe *e* und *f* eintauchen. Der Drath ist so äquilibrirt, dass er in jeder Lage im Gleichgewicht ist. Stellt man den Apparat so auf, dass die horizontale Axe desselben senkrecht gegen die Richtung der Declinationsnadel liegt, verbindet mit den Quecksilbernäpfen *e* und *f* die Pole der Säule, so nimmt der Leiter wieder eine solche Lage an, dass an seinem unteren horizontalen Theile die Stromesrichtung von Ost nach West geht. Zugleich neigt sich der Leiter aber mit seinem oberen Ende nach Norden, so dass seine Ebene gegen die Verticalebene geneigt ist. Eine genauere Untersuchung ergiebt, dass er sich hierbei stets so stellt, das seine Ebene auf der Axe der Inclinationsnadel senkrecht steht.

Der horizontale Erdstrom wird gerade wie jeder andere horizontale und der Axe des Apparates parallele Strom auf die Seiten *ab* und *cd* dieses Apparates keinen Einfluss haben können, da die Richtung des Stromes in *ab* und *cd* entgegengesetzt ist, also jedes auf *ab* ausgeübte Drehungs-

moment durch ein gleiches auf *cd* ausgeübtes aufgehoben wird. Dagegen stellt sich die Ebene des Stromes *abcd* so ein, dass sie mit der durch die Axe und den Erdstrom gelegten Ebene zusammenfällt, und dabei die Seite *ad*, in welcher der Strom dem Erdstrom gleich gerichtet ist, sich ihm zukehrt. Wir werden also den Erdstrom südlich von unseren Beobachtungsorten in ost-westlicher Richtung, und zwar in der auf der Inclinationsnadel verticalen Ebene, annehmen müssen.

An verschiedenen Stellen der Erde richtet sich je nach der Aenderung der Declination und Inclination der bewegliche Stromesleiter verschieden, immer jedoch entsprechend den hier ausgesprochenen Gesetzen.

Ein unmittelbares Ergebniss der vorhergehenden Angaben ist folgender Versuch: Hängt man einen horizontalen etwa 1 Fuss langen Drath in ost-westlicher Richtung an zwei langen Coconfäden auf, und lässt seine beiden nach unten umgebogenen Enden in zwei mit den Polen der Säule verbundene Gefässe voll Quecksilber eintauchen, so verschiebt er sich sich selbst parallel nach Süden, wenn der Strom in ihm von Ost nach West, dagegen nach Norden, wenn der Strom von West nach Ost fliesst [1]).

Da wir §. 11 gesehen haben, dass ein Stromesleiter unter Einfluss eines langen geradlinigen Stromes in Rotation kommen kann, so lassen sich solche Rotationen auch durch den Erdstrom hervorbringen. Die Gesetze dieser Rotationen lassen sich einfacher ableiten, wenn man den Erdstrom durch einen Magnet ersetzt denkt. Wir wollen sie deshalb erst im Capitel „elektromagnetische Rotationen" behandeln.

---

[1]) Faraday, Quarterly Journ. Vol. XII, p. 416; Exp. Res. Vol. II, p. 152;* Gilb. Ann. Bd. LXXII, S. 122. 1822;* auch Pohl, Gilb. Ann. Bd. LXXV, S. 282.* 1823.*

II.

ELEKTROMAGNETISMUS.

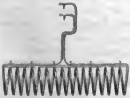
Erstes Capitel.

Allgemeine Theorie des Magnetismus. Verhalten der Magnete gegen galvanische Ströme.

I. Theorie der Magnetisirung durch galvanische Ströme.

Hängt man an dem Ampère'schen Statif eine in vielen Windungen gewundene Spirale (Fig. 49) auf, so kann man beim Hindurchleiten eines Stromes die Kraft, mit der sie durch die Einwirkung des Erdstromes gerichtet wird, durch die Anzahl der Schwingungen bestimmen, welche sie in einer bestimmten Zeit um ihre Gleichgewichtslage in nord-südlicher Richtung macht. — Legt man jetzt in die Spirale, während sie vom Strome durchflossen wird, einen dünnen Stab von Stahl oder hartem Eisen, so schwingt die Spirale trotz der Vermehrung ihres Trägheitsmomentes durch die Masse des Stabes schneller um ihre Gleichgewichtslage als vorher. Ein gleich schwerer Kupfer- oder Messingstab würde nur entsprechend der Zunahme des Trägheitsmomentes die Schwingungsdauer vergrössern. Hebt man nun den Strom auf, und lässt dabei den Stab in der Spirale, so behält auch jetzt noch ihre Axe eine Richtung von Nord nach Süd, und schwingt um diese Gleichgewichtslage, wenn auch schwächer als während der Schliessung des Stromes. — Auch für sich aufgehängt stellt sich der Stahlstab jetzt wie die Spirale mit seiner Axe von Nord nach Süd. Wird er in seinem Schwerpunkte aufgehängt, so nimmt er die Stellung einer Inclinationsnadel ein. 50

Fig. 49.



Wir schliessen aus diesen Versuchen, dass der Stab, während er in der Spirale der Wirkung des Stromes ausgesetzt war, in Bezug auf die Einwirkung des Erdstromes auf ihn Eigenschaften bekommen hat, welche

denen der Spirale völlig gleich waren, dass er nach Aufheben des Stromes diese Eigenschaften zum Theil noch beibehalten hat. — Der Stab ist hierbei während der Schliessung des Stromes ein „Elektromagnet" geworden, und hat einen gewissen temporären Magnetismus erhalten; nach dem Oeffnen des Stromes hat er einen Rückstand jenes Magnetismus, einen bestimmten permanenten Magnetismus beibehalten.

Diese Magnetisirung des Eisens und Stahls durch den galvanischen Strom ist kurz nach der Entdeckung der Ablenkung der Magnetnadel durch denselben durch Oersted von Arago[1]) gefunden worden.

Man nennt jetzt allgemein das Ende des Stabes, welches sich nach Norden wendet, seinen Nordpol, oder, da man dasselbe gewöhnlich in irgend einer Weise am Stabe auszeichnet, seinen bezeichneten Pol; das entgegengesetzte Ende seinen Südpol oder unbezeichneten Pol[2]). In früheren Zeiten kehrte man die Bezeichnungen des Nord- und Südpols häufig um.

Um einen Stahl- oder Eisenstab zu magnetisiren, ist es hierbei nicht nöthig, denselben in eine Spirale einzuschieben. Es genügt, denselben quer über einen geradlinigen Drath hinüberzulegen, welcher vom Strom durchflossen wird. Der Stab wird magnetisch, als wenn der Drath ein Theil einer um den Stab gewundenen Spirale von unendlich grossem Radius wäre, durch welche man den Strom in der der Richtung des Stromes im Drath entsprechenden Richtung geleitet hätte.

Betrachtet man einen Magnetstab von der Seite, so dass man den Nordpol desselben zur Linken hat, so sind die ihn magnetisirenden Ströme von den Füssen des Beschauers zu seinem Kopfe, und dann nach vorn hin um den Magnetstab gerichtet gewesen oder nur von einer Seite dieser Richtung entsprechend. Es ist dabei vollständig gleichgültig, ob die zur Magnetisirung des Stabes benutzte Spirale rechts oder links gewunden ist. Verfolgt man in jeder einzelnen Windung derselben die Richtung des Stromes, so giebt das eben angeführte, zuerst von Ampère gegebene Bild (vergl. §. 47) stets die Art der Magnetisirung.

51 Wird einer frei aufgehängten, vom Strom durchflossenen Spirale eine zweite gleichfalls von einem Strom durchflossene Spirale mit ihrem Ende genähert, so wird erstere angezogen oder abgestossen, je nachdem in beiden Spiralen die Stromesrichtung dieselbe oder die entgegengesetzte ist. Legt man in die eine oder andere Spirale einen weichen Eisenstab oder Stahlstab, so werden diese Anziehungs- und Abstossungserscheinungen bedeutend gesteigert. In noch höherem Grade geschieht dies, wenn in beide Spiralen Eisen- oder Stahlstäbe eingeschoben werden. Die Stäbe haben also auch hier durch den temporären Magnetismus, der in ihnen durch die Einwirkung der Ströme erregt worden ist, die Eigenschaften der Spiralen

---

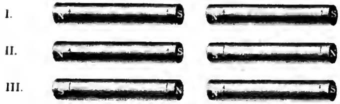
[1]) Arago, Ann. de Chim. et de Phys. T. XV, p. 93. 1820;* Gilb. Ann. Bd. LXVI, S. 311.* — [2]) Faraday. Exp. Res. Ser. I, §. 44, Anm.*

erhalten. Nimmt man die Stäbe aus den Spiralen heraus, so bewahren sie je nach ihrer Beschaffenheit mehr oder weniger permanenten Magnetismus und somit auch die Eigenschaften, die sie in den Spiralen erlangt hatten.

Wird daher der eine von den Stahlstäben, welche auf diese Weise behandelt waren, an einem dünnen Faden frei aufgehängt, und der andere seinem einen oder anderen Ende genähert, so wird der bewegliche Stahlstab angezogen, wenn die magnetisirenden Ströme um beide in gleicher Richtung geflossen waren, dagegen abgestossen, wenn die magnetisirenden Ströme um beide eine entgegengesetzte Richtung gehabt hatten.

Ein Beispiel der Anziehung liefert die Fig. 50 I.; Beispiele der Abstossung die Fig. 50 II. und III., wo die Richtung der die Stahlstäbe magnetisirenden Ströme durch Pfeile bezeichnet sind.

Fig. 50.



Aus einer Betrachtung der Richtung dieser Pfeile ergiebt sich, dass die mit N und S bezeichneten Enden der Stäbe sich, wenn sie frei aufgehängt werden, nach Nord und Süd kehren werden, also den Nordpolen und Südpolen der Magnetstäbe entsprechen. Es folgt also, dass die gleichnamigen Pole der Magnete, Nordpol und Nordpol, Südpol und Südpol, einander abstossen, ungleichnamige Pole, Nord- und Südpol, einander anziehen.

Eisenstäbe an Stelle der Stahlstäbe zeigen diese Eigenschaften viel weniger oder gar nicht, da sie viel weniger permanenten Magnetismus enthalten.

Man könnte in dieser Weise die Einstellung der Magnetnadeln (und ebenso der Stromesleiter) unter dem Einflusse des Erdstromes erklären, indem man an seiner Stelle sich einen Magnet in der Erde dächte, dessen Axe auf der Ebene des Erdstromes vertical stände, dessen unbezeichneter (Süd-) Pol nach Norden, dessen bezeichneter (Nord-) Pol nach Süden gekehrt wäre. Da sich frei aufgehängte Magnetnadeln an einem Orte in nicht zu grossen Entfernungen von einander parallel stellen, dabei aber ihr Schwerpunkt in unveränderter Lage bleibt, werden wir annehmen müssen, dass die Pole dieses Erdmagnetes in so weiter Entfernung von dem Beobachtungsort sich befinden, dass ihre Wirkungen auf die Pole der Magnetnadeln gleich und entgegengesetzt gerichtet sind. Die nähere Bestimmung der

Lage des Erdmagnetes u. s. f. gehören in das hier nicht zu behandelnde Gebiet des Erdmagnetismus.

52 Ebenso wie eine vom galvanischen Strom durchflossene Spirale einen Eisen- und Stahlstab temporär und permanent magnetisiren kann, kann auch weiter der Magnetismus von einem temporär oder permanent magnetisirten Eisen- oder Stahlstab auf einen zweiten solchen Stab übertragen werden. Legt man z. B. einen Stahlmagnet in der Ost-Westrichtung einer Magnetnadel in einer gewissen Entfernung gegenüber, so wird dieselbe aus ihrer Lage abgelenkt. Legt man zwischen den Magnet und die Nadel einen Stab von weichem Eisen, so wird die Nadel viel stärker abgelenkt, und die Verstärkung der Ablenkung ergiebt, dass der Eisenstab sich in gleichem Sinne magnetisirt hat, wie der Stahlmagnet, so dass das dem Nordpol des Letzteren zugekehrte Ende des Eisenstabes südpolar geworden ist. Entfernt man den Stahlmagnet, so verschwindet die Ablenkung der Nadel zum grössten Theil; der durch die Einwirkung des Stahlmagnets hervorgerufene temporäre Magnetismus des Eisens ist also verschwunden. — Wendet man statt des Eisenstabes einen Stahlstab an, so bewahrt die Magnetnadel einen bestimmten Theil ihrer Ablenkung, namentlich wenn man den Stahlstab während seiner Berührung mit dem Magnet erschüttert hat. Der Stahlstab behält einen gewissen permanenten Magnetismus bei.

Wendet man bei diesen Versuchen statt des magnetisirenden Stahlmagnetes eine von einem Strom durchflossene Spirale an, in welche man einen Eisenstab einschiebt, so addirt sich die magnetisirende Wirkung des Stromes in der Spirale und die des durch dieselbe elektromagnetisirten Eisenkernes; die Ablenkung der Magnetnadel wird viel bedeutender als bei Anwendung der Spirale allein; die temporäre Magnetisirung des Stabes vor der Spirale mit ihrem Kerne ist viel grösser geworden. Legt man vor die Spirale einen Stahlstab, so ist auch der in demselben zurückbleibende permanente Magnetismus viel bedeutender als ohne Anwendung des Eisenkernes.

Je näher die zu magnetisirenden Stäbe an den magnetisirenden Stahl- oder Elektromagnet gebracht werden, desto stärker wird ihr temporärer und permanenter Magnetismus; er ist bei unmittelbarer Berührung derselben am stärksten.

Also auch hier ist das Verhalten eines permanent magnetischen Stahlstabes, so wie eines (elektro-) magnetischen Eisenstabes ganz analog dem einer vom Strom durchflossenen Spirale.

53 Die Erregung des **temporären** Magnetismus des weichen Eisens durch Magnete und Elektromagnete bewirkt, dass das Eisen vom Magnete angezogen wird, indem auf der dem Pol des Magnetes zugekehrten Seite des Eisens temporär ein ungleichnamiger Pol entsteht.

Legt man daher z. B. an den nach unten gerichteten Nordpol eines senkrecht befestigten Stahlmagnetes ein kurzes Eisenstäbchen, so erhält

es temporär einen Südpol auf der dem Magnetpol zugekehrten, einen Nordpol auf der ihm abgekehrten Seite. Legt man ein zweites Eisenstäbchen unten an das erste, so wird auch dieses in gleichem Sinne temporär magnetisch wie das erste, und bleiht an diesem hängen. Ebenso würde sich ein drittes und viertes Stähchen u.s.f. verhalten, bis das Gewicht der an den Magnetstab angehängten Stäbchen die Anziehung des Magnetes gegen das obere Stäbchen überwiegt und die Stäbchen abreissen. — Reisst man das oberste Stäbchen von dem Magnet ab, so fallen die unteren Stäbchen von demselben ab, da ihr temporärer Magnetismus nach dem Aufhören der Einwirkung der magnetisirenden Kraft verschwindet, und der in ihnen zurückbleibende permanente Magnetismus zu klein ist, um die Anziehung der einzelnen Stäbchen in hinlänglicher Stärke zu erhalten.

Legt man daher auf die Pole eines Stahlmagnetes zwei Eisenplatten, so werden ihre Enden dieselbe Polarität zeigen, wie die Pole des Magnets. Man kann durch diese „Armirung" die Pole des Magnets an zwei beliebige, einander naheliegende Orte verlegen.

Man bezeichnet einen weichen Eisenstab, welcher von den Polen eines Magnetes oder Elektromagnetes angezogen wird, mit dem Namen seines **Ankers**.

Verbindet man die beiden Polflächen eines Stahlmagnetes durch einen Stab von weichem Eisen, so unterstützen sich die von beiden Polen des Stahlmagnetes ausgehenden temporären Megnetisirungen des weichen Eisens gegenseitig. Es ist dann die Anziehung des auf diese Weise an den Magnet gelegten Ankers viel bedeutender, und man kann an ihn viel grössere Gewichte hängen, ohne dass er von den Magnetpolen abgerissen wird, als wenn man nur an jeden einzelnen Pol Eisenstäbe anlegte, und diese durch Gewichte abzureissen suchte. 54

Man bezeichnet die Gewichte, welche erforderlich sind, um einen an den einen oder an beide Pole eines Magnetes gelegten Anker von ihnen abzureissen (mit Einschluss des Gewichtes des Ankers selbst, wenn dasselbe nicht auf irgend eine Weise äquilibrirt ist), mit dem Namen der **Tragkraft** des Magnetes. — Es kann uns dieselbe in vielen Fällen als ein Maass für die Stärke der Magnetisirung dienen.

Nähert man einem vertical aufgestellten permanent magnetisirten Stahlstabe von der Seite her eine an einem Coconfaden aufgehängte, oder auf einem auf einer Spitze schwebenden Achathütchen befestigte magnetisirte Stahlnadel und zählt die Schwingungen, welche sie in einer gegebenen Zeit macht, so beobachtet man, dass die Anziehungs- und Abstossungserscheinungen hauptsächlich an den Endpunkten des Stabes sich zeigen, gegen die Mitte desselben aber sehr schnell bis zu Null abnehmen. Die Resultanten der von den einzelnen Punkten des Magnetstabes auf die Pole einer Magnetnadel ausgehenden anziehenden und abstossenden Wirkungen vereinen sich so in zwei Punkten des Stabes, die meist nur wenige Milli- 55

meter von seinen Endflächen entfernt liegen, und seine eigentlichen Pole darstellen.

56 Die Analogien, welche sich schon vorläufig zwischen dem Verhalten zweier magnetisirter Stahl- oder Eisenstäbe und zweier vom Strome durchflossener Drathspiralen herausgestellt haben, machen es wahrscheinlich, dass in den Stäben selbst durch den Einfluss der Ströme in den Spiralen, in die sie eingelegt worden waren, galvanische Ströme entstanden seien, die in gleicher Richtung wie die letzteren in ihnen kreisen, und auch in grösserer oder geringerer Intensität noch fortbestehen, nachdem sie aus den Spiralen entfernt worden sind. Es fragt sich, ob diese hypothetischen Ströme die ganze Masse der Stäbe durchfliessen oder nur um ihre einzelnen Moleküle kreisen würden. Hierüber geben die folgenden Versuche einen Aufschluss:

Bilden wir den Stab aus einer grösseren Anzahl dünner, parallel neben einander gelegter und zusammengebundener Stahldräthe, so zeigt jeder dieser Dräthe, nachdem der aus ihnen geformte Stab der Einwirkung der vom Strome durchflossenen Spirale ausgesetzt war, dasselbe magnetische Verhalten wie der aus ihnen gebildete Stab.

Zerbricht man einen Magnetstab, und hängt seine einzelnen Theile an Coconfäden auf, dass sie sich in einer Horizontalebene drehen können, so stellen sie sich gerade so wie der ganze Stab in der Richtung der Declinationsnadel ein, und zwar weisen die im Stabe vorher nach Nord gerichteten Enden der Theile wieder nach Nord. Nähert man wieder jedem Theile von der Seite eine Magnetnadel, so zeigt sich, dass jeder derselben einen Nord- und einen Südpol besitzt, wie vorher der ganze Stab.

Es hat daher jedes einzelne Theilchen eines der Wirkung des eine Spirale durchfliessenden Stromes ausgesetzten Stahlstabes in gewisser Beziehung die Eigenschaft der Spirale angenommen, sich mit der Axe in der Richtung von Nord nach Süd zu stellen. Jedes einzelne Theilchen ist also magnetisch oder zu einem „Molekularmagnet" geworden.

57 Diese Thatsache wird auch durch folgenden Versuch bestätigt:

Füllt man ein an beiden Enden mit Korken verschlossenes Glasrohr mit feinen Stahlfeilen, und hängt es frei beweglich in der Horizontalebene auf, so stellt es sich in jeder Lage ins Gleichgewicht. Schiebt man jetzt die Glasröhre durch eine vom Strome durchflossene Spirale, und sind die Stahlfeile in derselben magnetisch geworden, so stellt sich die Röhre mit ihrer Axe von Nord nach Süd. Schüttet man nun die Stahlfeile aus der Röhre aus, reibt sie stark durch einander und füllt sie von Neuem in die Röhre, so stellt dieselbe sich beim Aufhängen nicht mehr von Nord nach Süd. Durch das Umschütteln haben die einzelnen Stahlfeile ihre Lage verlassen; die Richtung, welche sich in ihnen von Nord nach Süd stellt, ist nicht mehr in allen gleich gerichtet. Der Erdstrom kann daher die mit ihnen gefüllte Röhre nicht mehr einstellen.

Nach diesen Versuchen müsste man annehmen, es seien durch die 58
Einwirkung des Stromes in der Spirale in den einzelnen Molekülen eines Eisen- oder Stahlstabes gleichfalls galvanische Ströme von einer gewissen Intensität erzeugt worden, welche in derselben Richtung fliessen, wie jener Strom in den Windungen der Spirale. Diese Ströme würden bei Stäben von weichem Eisen nach dem Aufhören des magnetisirenden Stromes in der Spirale gleichfalls fast vollständig aufhören; im Stahl aber mit einer, freilich geringeren Intensität fortdauern [1]).

Statt dieser Annahme könnte eine sich ihr anschliessende zweite auf- 59
gestellt werden [2]):

Die einzelnen Moleküle des Stahles und Eisens wären nach dieser Hypothese permanent in bestimmten Richtungen von Molekularströmen umflossen, welche indess in einem gewöhnlichen Stabe nach allen Richtungen durch einander liegen. Da die Wirkung dieser Ströme von dem Product ihrer Intensität mit den von ihnen umflossenen Flächen dargestellt wird, so können wir beliebige Annahmen über das gegenseitige Verhältniss dieser beiden Grössen machen, vorausgesetzt, dass das Product derselben ungeändert bleibt. Die natürlichste Annahme wäre, dass in der ganzen Masse eines magnetischen Metalles sowohl die Intensitäten als auch die Flächenräume aller Molekularströme gleich sind. Ein auf der Ebene der Molekularströme errichtetes Loth, dessen Länge jenem Product proportional ist, wollen wir mit dem Namen ihrer Axe bezeichnen.

In einem unmagnetischen Stabe liegen die Axen der Molekularströme nach allen Richtungen durch einander. Ihre Wirkungen nach aussen würden sich dann anfheben. Bei der Wirkung eines äusseren, gegen die Axe des Stabes senkrechten, magnetisirenden Stromes würden sich die Moleküle des Metalles so um ihren Schwerpunkt drehen, dass die dem magnetisirenden Strom zugekehrten Seiten der Molekularströme sich demselben mehr oder weniger parallel stellten. Man kann dann die Wirkung der Ströme nach aussen in zwei Componenten zerlegen, indem man durch ihre Axen Ebenen legt, welche der Axe des Stabes parallel sind, und die Axen der Molekularströme selbst in diesen Ebenen einmal auf eine der Axe des Stabes parallele Linie und dann auf eine gegen dieselbe senkrechte Linie projicirt. Da nun die verschiedenen Molekularströme vor der Einwirkung des magnetisirenden Stromes nach allen Richtungen im Stabe liegen, so werden die letzteren Projectionen der Axen bei den verschiedenen Molekularströmen in den gegen die Axe des Stabes verticalen Ebenen nach allen Richtungen sich hinwenden, und so die Wirkungen der durch sie dargestellten Componenten der Molekularströme nach aussen sich gegenseitig aufheben. Die Projectionen der Axen der Molekularströme auf die der Axe des Stabes parallelen Linien stellen aber Systeme von Molekularströmen dar, die alle senkrecht gegen

1) Ampère, Théorie, p. 323 u. folgende;* Ann. de Chim. et de Phys. T. XV, p. 476. 1820.* — 2) Weber, Elektrodyn. Maassbest. Bd. III, S. 557 u. folgende.*

jene Axe verlaufen, wie auch die in der ersten Hypothese angenommenen Molekularströme. — Nehmen wir an, dass die mittlere Grösse der Projectionen der Axen der Molekularströme auf die Axe des Stabes an allen Stellen gleich gross sei, so werden auch, da wir die Intensitäten der Molekularströme als gleich angenommen haben, die Flächenräume dieser senkrecht gegen die Axe des Stabes verlaufenden Molekularströme gleich gross sein. Jede Längsfaser des Stabes verhält sich dann wie ein Solenoid.

Nach Aufhebung des magnetisirenden Stromes würden die Molekularmagnete in Folge der zwischen ihnen thätigen Molekularkräfte wieder in ihre früheren Lagen zurückzukehren streben; dies würde beim Eisen fast vollständig geschehen, beim Stahl in Folge eines der Drehung der Moleküle entgegenstehenden Widerstandes nur unvollkommen, so dass der letztere einen grösseren permanenten Magnetismus behielte, als ersteres.

60 Nach einer dritten älteren Hypothese [1]) sollten in den einzelnen Molekülen des Stahles und Eisens zwei entgegengesetzte magnetische Fluida, das Nord- und Südfluidum, enthalten sein, welche, ähnlich wie die positive und negative Elektricität in den Molekülen der unelektrischen Körper, vor dem Magnetisiren mit einander verbunden wären und keine Wirkung nach aussen zeigten. Beim Magnetisiren würden während der Einwirkung der magnetisirenden Kraft die Fluida in jedem Molekül von einander in der Weise geschieden, dass das Nordfluidum sich in der Richtung der Axe der magnetisirenden Spirale nach der einen, das Südfluidum sich nach der entgegengesetzten Seite hinwendete, und an den Enden der Moleküle anhäufte. Wie bei den Elektricitäten sollten sich nun die gleichnamigen Fluida, Nordfluidum und Nordfluidum, oder Südfluidum und Südfluidum, einander abstossen, dagegen die ungleichnamigen Fluida, Nord- und Südfluidum, einander anziehen. — Im Innern des Magnetstabes liegen die mit entgegengesetzten Fluidis beladenen Enden je zweier benachbarter Moleküle dicht neben einander. Ihre Wirkung nach aussen hin auf eine neben dem Magnetstab befindliche Magnetnadel hebt sich also auf, wenn die Vertheilung der Fluida in den einzelnen Molekülen in gleicher Intensität vor sich gegangen ist. Nur an den Enden des Stabes würden die äussersten Moleküle einerseits Nordfluidum, andererseits Südfluidum besitzen, deren Wirkung nicht durch das daneben liegende entgegengesetzte Fluidum des benachbarten Moleküls neutralisirt wäre. Demnach würde die Anziehung und Abstossung eines Magnetstabes gegen einen zweiten hauptsächlich nur von den Enden desselben, von seinen Polen ausgehen.

Eine eigene Kraft, die **Coërcitivkraft**, sollte die von einander ge-

[1]) Coulomb, De la Métherie observat. sur la phys. T. XLIII, p. 272. 1793.* Gren. Neues Journ. Bd. II, S. 333.* — Poisson, Mém. de l'Académie royale des Sciences, T. V, p. 248. 1824.*

schiedenen Fluida verhindern, sich nach Aufhebung der Scheidungskraft wieder zu vereinigen; dieselbe wäre im Stahl särker als im Eisen, so dass letzteres nach der Entfernung aus der magnetisirenden Spirale fast vollständig den Magnetismus verlöre.

Wiederum würden wir zu dieser dritten eine vierte Hypothese hinzu- 61
fügen können, welche der zweiten analog wäre, und nach der in den einzelnen Molekülen des Eisens und Stahles die magnetischen Fluida von vornherein permanent in bestimmten Richtungen, den magnetischen Axen der Moleküle, von einander geschieden wären, aber diese Moleküle mit ihren Axen in einem unmagnetischen Stab nach allen Richtungen durch einander lägen. Durch die Wirkung des magnetisirenden Stromes würden die Moleküle alle um ihren Schwerpunkt gedreht, dass ihre mit Nordfluidum beladenen Enden mehr oder weniger nach der einen, ihre mit Südfluidum beladenen Enden nach der anderen Seite der Axe der Magnetisirungsspirale sich richteten, und so wiederum der Stab eine bestimmte Polarität erhielte. An Stelle der Coercitivkraft träte ein Widerstand, der die durch den Strom gerichteten Moleküle mehr oder weniger hinderte, nach Aufhebung der magnetisirenden Kraft wieder in ihre unmagnetischen Gleichgewichtslagen zurückzukehren.

Die Axen der Moleküle lägen wie nach der vorigen, so auch nach dieser Hypothese senkrecht gegen die Ebenen der in der zweiten Hypothese angenommenen Molekularströme.

In älterer Zeit nahm man auch wohl besondere magnetische Wirbel an, oder wie bei der dritten und vierten Hypothese, eine magnetische Flüssigkeit, deren einzelne Theile sich wie die Moleküle der Gase abstossen sollten, von der Materie des Eisens und Stahles aber angezogen würden, oder zwei Flüssigkeiten, welche gegenseitig eine Anziehung gegen einander ausübten. Diese Flüssigkeiten sollten durch die magnetisirenden Kräfte nach beiden Enden der magnetisirten Körper hinbewegt werden. Da aber jedes Theilchen des magnetisirten Eisens und Stahles sich magnetisch erweist, so hat Coulomb (l. c.) zuerst die Beweglichkeit der beiden magnetischen Flüssigkeiten auf die einzelnen Moleküle des Stahles und Eisens beschränkt.

Es ist zwischen den vier aufgestellten Hypothesen die wahrschein- 62
lichste zu wählen.

Wir werden später nachweisen, dass die in der zweiten und vierten Hypothese gemachte Annahme von Molekularmagneten, welche schon im unmagnetischen Eisen und Stahl vorhanden sind, und durch die magnetisirenden Kräfte nur gerichtet werden, viele Vorzüge hat von der in der ersten und dritten Hypothese aufgestellten Annahme, dass die Molekularströme oder die Scheidung der Fluida in den Molekülen erst im Moment der Magnetisirung selbst erzeugt würden.

Denn einmal wissen wir, dass im Moment des Schliessens eines Stro-

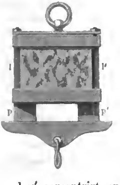
mes in einem Leiter in den benachbarten Leitern, also auch in nahe liegenden Eisen- und Stahlstäben Ströme inducirt werden, welche dem ersteren Strom gerade entgegengerichtet sind (vergl. das Capitel Induction). Würden diese Ströme nun während der Schliessung bei den magnetischen Metallen fortdauern, so müsste ihre Polarität gerade die entgegengesetzte von der sein, welche die Versuche nachweisen. — Sodann lässt sich durch die Annahme drehbarer Molekularmagnete das mit wachsender Intensität des magnetisirenden Stromes allmälig erfolgende Ansteigen des temporären Magnetismus des Eisens oder Stahles bis zu einem Maximum viel vollständiger erklären. Dieses Maximum würde erreicht sein, wenn die Axen sämmtlicher Molekularmagnete der Axe der Magnetisirungsspirale parallel lägen. Wenn nach dem Oeffnen des Stromes in derselben die Moleküle zum Theil in ihre unmagnetischen Gleichgewichtslagen zurückkehren, so würde dabei das magnetische Metall das Maximum seines permanenten Magnetismus behalten; derselbe wäre, wie man sagt, auf dem Sättigungspunkt angelangt. — Endlich und vor Allem lässt sich nachweisen, dass jede mechanische Aenderung der Structur der magnetischen Metalle, jede mechanische Drehung ihrer Moleküle ihren Magnetismus entsprechend verändert, je nachdem hierbei die Axen der Moleküle mehr der Axe des Magnetstabes zu- oder abgewendet werden, und umgekehrt, dass in gewissen Fällen auch die Magnetisirung eine wirkliche Gestaltsveränderung der Metalle bedingen kann, die sich nur durch eine Drehung der Moleküle in Folge der Magnetisirung erklären lässt (siehe das Capitel: Mechanisches Verhalten der magnetisirten Körper). — Es ist deshalb nur die Wahl zwischen der zweiten und vierten Hypothese übrig. Können wir durch die Annahme von Molekularströmen alle Phänomene erklären, welche durch die Annahme magnetischer Fluida erklärlich sind, so ist es natürlich, an Stelle der zwei Agentien, Elektricität und Magnetismus, nur das erstere zu setzen, und somit die Hypothese der Molekularströme allein beizubehalten. Dies ist daher nicht nur möglich, sondern wir entgehen durch diese letztere Hypothese gewissen Voraussetzungen in Betreff des Verhaltens der magnetischen Fluida gegen galvanische Ströme, die mit den gewöhnlichen Prinzipien der Mechanik durchaus im Widerspruch sind. Wir werden im Folgenden diese Aufstellungen zu begründen haben, indem wir das Verhalten zweier Magnete gegen einander und das Verhalten der Magnete gegen die galvanischen Ströme genauer betrachten und die gefundenen Grundgesetze nach der ausgesprochenen Hypothese zu begründen versuchen.

II. Magnetisirungsmethoden.

63 Ausser dem Eisen und Stahl können nur wenige Körper durch den galvanischen Strom oder durch andere, sogleich zu beschreibende Methoden temporären und permanenten Magnetismus erhalten. Zu die-

sen gehört namentlich Nickel und Kobalt von denen das erstere ziemlich bedeutenden, letzteres wenig permanenten Magnetismus nach Aufhebung der magnetisirenden Kräfte beibehält. Ausser diesen und einigen anderen Metallen und ihren Verbindungen, deren Fähigkeit, magnetisch zu werden, meist nur durch besondere Hülfsmittel wahrgenommen werden kann (siehe das Capitel: Diamagnetismus), ist es vorzüglich der Magneteisenstein, welcher besonders befähigt ist, sei es durch die Wirkung galvanischer Ströme, sei es unter Einfluss des Erdstromes, temporär magnetisch zu werden und auch bedeutenden permanenten Magnetismus zu bewahren. Die Eigenschaft dieses natürlichen durch den Erdstrom magnetisirten Magnetsteines ist schon seit sehr langer Zeit bekannt, auch hat man schon lange durch Anlegen von Armirungen l und l' (Fig. 50 a) an seine polaren Stellen den Magnotismus derselben auf zwei benachbarte Punkte p und p' concentrirt, an welche man einen Anker von weichem Eisen anlegen konnte.

Fig. 50.a.



Wie man gerade Stäbe von Eisen u. s. f. durch den galvanischen 64
Strom zu Elektromagneten machen kann, kann dies auch mit gebogenen Stäben geschehen. Umwindet man z. B. die beiden Schenkel eines hufeisenförmigen Stabes von weichem Eisen mit Windungen von übersponnenem Kupferdrath, so dass dieselben von dem einen Ende des Hufeisens bis zum anderen in gleichem Sinne gewunden sind, so werden beim Hindurchleiten des Stromes durch die Windungen die Endflächen der Schenkel entgegengesetzt polar magnetisch.

Solche Hufeisenelektromagnete sind zuerst von Sturgoon [1]) hergestellt worden. Durch die Lage ihrer Pole sind sie besonders geeignet für das Anlegen eines Ankers. Sie können dann eine sehr grosse Tragkraft zeigen. So trug der von Henry und Ten Eyk [2]) construirte Magnet von 59 Pfund (27 Kilogramm) Gewicht bis zu 2063 Pfund (935 Kilogramm).

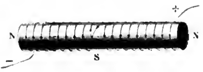
Wir werden verschiedene Formen dieser Elektromagnete später zu beschreiben haben.

Windet man um einen geraden oder gekrümmten Eisen- oder Stahl- 65
stab eine Spirale in der Art, dass die Richtung der Windungen an irgend einer Stelle wechselt, z. B. an der Biegung des Hufeisens, so würden in den beiden an dieser Stelle zusammenkommenden Theilen des Stabes die Molekularmagnete sich entgegengesetzt richten und nach Aufhebung des

[1]) Sturgeon, Phil. Mag. Vol. XI, p. 194; Pogg. Ann. Bd. XXIV, S. 632. 1832.* — [2]) Henry u. Ten Eyk, Dove's Rep. Bd. I, S. 271.*

magnetisirenden Stromes, wenigstens in einem Stahlstabe, diese Richtung zum Theil beibehalten. Der Stab erhält dann an beiden Enden gleiche, an der Stelle des Wechsels die entgegengesetzte Polarität, wie dies z. B. Fig. 51 zeigt. Nähert man diesem Stabe von der Seite eine Magnetnadel, so zeigt die Anziehung des einen oder anderen Poles derselben dieses abnorme Verhalten. Man nennt den Punkt im Stab, in dem die Umkehrung der Polarität stattfindet, einen Folgepunkt [1]).

Fig. 51



Durch wiederholte Wechsel der Richtung der Windungen der Magnetisirungsspirale kann man leicht einen Stahlstab mit beliebig vielen Folgepunkten herstellen.

66 Will man einen Stahlstab durch den galvanischen Strom recht stark permanent magnetisiren, so müssen die Ströme in der Spirale möglichst intensiv sein und aus möglichster Nähe auf seine Molekularmagnete richtend einwirken. Da nun aber die letzteren auch nach der Entfernung der Spirale ihre Richtung zum Theil beibehalten, so kann man zweckmässig die Wirkung der Spirale auf einen Punkt des Stabes concentriren und sie nach einander über die verschiedenen Punkte desselben hinschieben.

Eine sehr praktische Methode, die hierauf beruht, vermittelst der man gerade und hufeisenförmige Stahlstäbe magnetisiren kann, ist von Elias [2]) angegeben worden. Man windet eine sehr kurze, recht dicke Spirale von 7 bis 8 Metern von übersponnenem Kupferdrath von 3^{mm} Dicke, von etwa 25^{mm} Höhe, 35^{mm} innerem und 105^{mm} äusserem Durchmesser, leitet durch diese einen Strom und schiebt sie auf dem Stahlstabe einmal hin und her. Zuletzt, wenn sie sich wieder in der Mitte des Stabes befindet, öffnet man den die Spirale durchfliessenden Strom und entfernt sie. An die Enden der geraden Stahlstäbe legt man hierbei zweckmässig zwei Stücke von weichem Eisen, und verbindet ebenso die Pole der hufeisenförmigen Stäbe mit einem Anker von weichem Eisen. Bei dieser Methode werden nach einander die einzelnen Theile des Stahlstabes einer sehr starken magnetisirenden Kraft ausgesetzt, so dass ihre magnetischen Theilchen sich sehr stark richten.

Böttger [3]) hat diese Methode für hufeisenförmige Stahlstäbe in der Weise abgeändert, dass er der aus dünnem Blech geformten Spirale eine ∞-Form giebt, durch sie den Strom leitet, und nun die Schenkel des Hufeisens gleichzeitig durch beide Oeffnungen der Spirale führt; indess

[1]) Arago, Ann. de Chim. et de Phys. T. XV, p. 99. 1820;* Gilb. Ann. Bd. LXVI, S. 319 * — [2]) Elias. Pogg. Ann. Bd. LXII, S. 249. 1844.* — [3]) Böttger, Pogg. Ann. Bd. LXVII, S. 112.* Elias, Pogg. Ann. Bd. LXVII, S. 356. 1846.*

wird hierbei gerade der Absicht nicht entsprochen, die Wirknng aller Windungen der Spirale in jedem Augenblicke nur auf eine einzige Stelle des Stahlhufeisens wirken zu lassen.

Schon seit älteren Zeiten übertrug man den Magnetismus der natürlichen Magnete auf Stahlstäbe und von diesen auf andere Stahlstäbe. 67
Wir wollen hier nur die gebräuchlichsten dieser Methoden beschreiben, von denen die erste die des sogenannten „einfachen Striches" ist [1]).

Man setzt auf die Mitte des zu magnetisirenden Stabes den magnetisirenden Magnet mit dem einen Pole auf und streicht den ersteren Stab bis zu seinem einen Ende, hebt sodann den Magnetpol ab nnd wiederholt das Streichen. Nachher setzt man den entgegengesetzten Pol auf die Mitte des Stahlstabes und streicht mit diesem in gleicher Weise die andere Hälfte desselben. Man wiederholt dies Verfahren, bis sich der durch Ablenkung einer frei aufgehängten Magnetnadel gemessene Magnetismus des Stabes nicht mehr ändert. Der Stab erhält dann an dem mit dem Südpol des Magnetes gestrichenen Ende einen Nordpol, an den mit dem Nordpol gestrichenen einen Südpol. Hierbei wird indess meist die Polarität des zuletzt gestrichenen Endes des Stabes etwas stärker, als die des anderen, und man erhält schwierig das Maximnm der Magnetisirung.

Eine schnellere Magnetisirung eines Stahlstabes erreicht man, indem man gleichzeitig beide Hälften des Stahlstabes streicht. Man setzt neben einander auf die Mitte des Stahlstabes zwei Magnetstäbe mit ihren entgegengesetzten Polen anf, so dass sie fast horizontal liegen, fährt mit ihnen bis zu den beiden Enden des Stahlstabes, hebt dann die Pole ab, setzt sie wieder auf die Mitte auf und wiederholt dies Verfahren, bis der Stahlstab das Maximum des Magnetismus erreicht hat. Man bezeichnet diese Magnetisirungsmethode mit dem Namen des „Doppelstrichs mit getrennten Magneten" [2]).

Hierbei werden die einzelnen magnetischen Moleküle der Stäbe stets so gerichtet, dass sie ihren ungleichnamigen Pol dem Pole des streichenden Magnetes zuwenden, und nach der Entfernung desselben ihre Lage theilweise beibehalten. Durch wiederholtes Streichen wird diese Richtung der Theilchen immer vollständiger hergestellt. — Nach der Hypothese der magnetischen Fluida würde durch das an dem Pol des streichenden Magnetes angehäufte Fluidum eine Scheidung der Fluida der einzelnen Moleküle des gestrichenen Magnetes bewirkt, so dass das dem Fluidum des streichenden Magnetpoles ungleichnamige Fluidum zu demselben hingezogen, das gleichnamige abgestossen würde. Nach der Entfernung des streichenden Magnetes würde durch die Coercitivkraft diese Scheidung der Fluida zum Theil bestehen bleiben.

---

[1]) Gilbert, de magnete. Die weitere Literatur s. u. a. in Gehler's Wörterbuch Bd. VI, S. 2. 1836.* — [2]) Knight, Canton, Phil. Trans. 1751, p. 34.

68 Eine andere, sehr viel vortheilhaftere Methode der Magnetisirung ist die durch den eigentlichen „Doppelstrich mit zwei vereinten Magneten", welcher zuerst von Michell [1]) angegeben worden ist.

Man legt zwei Magnetstäbe (von denen jeder aus mehreren in gleichem Sinne magnetisirten Lamellen bestehen kann) so neben einander, dass ihre ungleichnamigen Pole mit einander in Berührung sind, bindet sie an dem einen Ende zusammen und trennt sie am anderen Ende durch ein zwischengepresstes Stückchen Metall oder Holz. Man setzt diesen Doppelstab mit dem letzteren Ende auf die Mitte des zu magnetisirenden Stahlstabes und führt auf letzteren mit dem Doppelstabe nach beiden Seiten abwechselnd hin und her. Zweckmässiger kann man statt der zusammengebundenen Stäbe einen hufeisenförmigen Stahlmagnet verwenden, den man mit seinen beiden Armen auf den Stahlstab aufsetzt und auf diesem hin- und herzieht. Auch kann man bei der Magnetisirung grösserer Stäbe einen kräftigen Elektromagnet verwenden, auf dessen Pole man den zu magnetisirenden Stab auflegt und hin- und herschiebt.

In diesen Fällen dient stets der zwischen den Polen des magnetisirenden Magnetes befindliche Theil des Stahlstabes als Anker, nimmt an der dem Südpol des Magnetes entsprechenden Seite Nordpolarität, an der dem Nordpol entsprechenden Südpolarität an. Beim Hin- und Herziehen werden alle einzelnen Theile des Stahles auf diese Weise erst temporär magnetisirt, und behalten dann einen Theil des Magnetismus permanent bei. — Man thut gut, hierbei nach einander die verschiedenen Seiten des zu magnetisirenden Stabes zu streichen.

69 Eine ähnliche Beschleunigung und Verstärkung der Magnetisirung wie beim Doppelstrich erhält man, wenn man den zu magnetisirenden Stab zwischen zwei grössere Stahl- oder Eisenmassen bringt, welche mit ihm zugleich magnetisirt werden, und die durch die in ihnen entstehende Polarität gleichfalls noch den Magnetismus des zwischen ihnen befindlichen Stahlstabes verstärken, indem die in ihnen gerichteten magnetischen Moleküle auf die Moleküle des zwischen ihnen befindlichen Stabes rückwirken und sie stärker als vorher in die magnetischen Lagen richten.

Auf diese Weise hat zuerst Michell (l. c.) eine Reihe von Stahlstäben mit ihren Enden in gerader Linie an einander gelegt, und sie nun wie einen einzigen Stab magnetisirt. Da hierbei die Stäbe an den Enden schwächer magnetisch werden, als die in der Mitte liegenden (siehe im Capitel: Gesetze der Elektromagnete), so wechselt man während des Streichens öfter die Reihefolge der Stäbe.

Statt dieses Verfahrens bindet Le Maire [2]) den zu magnetisirenden Stahlstab in der Mitte auf einen zwei- bis dreimal längeren Stab auf, so dass die Axen der Stäbe parallel sind, und magnetisirt beide gleichzeitig.

[1]) J. Michell, A treatise on artificial magnets Cambridge 1751.* — [2]) Le Maire, Mém. de l'Acad. 1745, p. 181*.

Auch hier ist der kleinere Stab beiderseits von gleichartig magnetisirten Stahlmassen umgeben, von denen er selbst wiederum magnetisch polarisirt wird.

Noch besser kann man den zu magnetisirenden Stab zwischen zwei starke Magnetstäbe *A* und *B* legen, deren entgegengesetzte Pole dem ersteren zugekehrt sind, oder ihn auf diese Pole so hinauflegen, dass seine Enden etwa $^1/_2$ Zoll weit letztere bedecken. Man magnetisirt dann den Stahlstab so vermittelst des einfachen oder Doppelstriches, dass sein dem ihm anliegenden Nordpol des Magnetstabes *A* entsprechendes Ende durch das Streichen einen Südpol, und umgekehrt sein dem Südpol des Stabes *B* zugekehrtes Ende einen Nordpol erhält [1]).

Auch auf andere Weise kann man erreichen, dass die magnetisirten Stäbe stets von anderen in gleicher Richtung magnetisirten Massen begrenzt sind. So legt man, nach Canton (l. c.), zwei Stahlstäbe in einem Abstande von etwa $^1/_4$ Zoll parallel neben einander, und verbindet ihre Enden durch zwei Eisenstücke zu einem „Magazin". Jeder der beiden Stahlstäbe wird durch den Doppelstrich vermittelst zweier an dem einen Ende durch ein Stückchen Holz getrennter Magnete (oder eines Hufeisenmagnetes) so magnetisirt, dass der eine der Stäbe an dem Ende einen Südpol erhält, wo der Nordpol des anderen sich gebildet hat. Die magnetisirenden Magnete lässt man in der Mitte der magnetisirten Stäbe seitwärts abgleiten.

Anch kann man nach Aepinns [2]) vier Stahlstäbe zu einem Rechteck zusammenlegen und alle einzeln nach der eben angegebenen Methode magnetisiren, oder auch mit einem mit beiden Polen aufgesetzten Hufeisenmagnet im Kreise auf den vier Stäben herumfahren, so dass der eine Pol desselben dem anderen auf seinem Wege folgt. Diese Art des Streichens nennt man den „Kreisstrich".

Markns [3]) endlich legt auf die Pole eines hufeisenförmigen Elektromagnetes zwei in einem stumpfen Winkel bis auf einen Zoll zusammenlaufende Eisenstäbe, legt auf ihren Convergenzpunkt den der Verbindungslinie der Magnetpole parallelen Stahlstab mit seiner Mitte auf und schiebt ihn sich selbst parallel gegen jene Linie über die Eisenstäbe hinüber.

Einen hufeisenförmigen Stahlstab kann man in gleicher Weise mag- 70
netisiren, indem man die Enden seiner Schenkel mit einem Stabe weichen Eisens verbindet, oder gegen dieselben die Enden der Schenkel eines zweiten hufeisenförmigen Stahlstabes gelegt, auf eine Stelle dieses geschlossenen Kreises die Pole eines Hufeisenmagnetes oder zweier in entgegengesetzter Lage an einander gebundener Stabmagnete aufsetzt und sie so im Kreise herumführt [4]).

---

1) Coulomb, l. c. — 2) Aepinus, Gehler's Wörterb. Bd. VI, 2. S. 920.* — 3) Markus, Pogg. Ann. Bd. CVI, S. 646. 1859*. — 4) Trullard, Gehler's Wörterb. l. c.

Man kann auch nach Hoffer [1]) auf den hufeisenförmigen, durch einen Anker von weichem Eisen geschlossenen Stab einen zweiten hufeisenförmigen Stahlmagnet so aufsetzen, dass die beiden Pole des letzteren auf den beiden Enden der Arme des ersteren senkrecht zu stehen kommen, und nun den Stahlmagnet über die Arme des zu magnetisirenden Hufeisens hinziehen und an der Biegung desselben abgleiten lassen; sodann den Stahlmagnet wiederum aufsetzen und die gleiche Streichmethode wiederholen. Der zu magnetisirende Stab erhält an dem Ende des Armes einen Nordpol, auf welchem der Nordpol des streichenden Magnetes sich befand, und umgekehrt.

Setzt man dagegen die Pole des streichenden Magnetes auf die beiden Arme des zu magnetisirenden Hufeisens in der Nähe der Biegung auf und zieht denselben langsam bis zum Ende der Arme des letzteren hin, lässt ihn dort abgleiten und wiederholt dies Verfahren, so erhält der mit dem Nordpol des Magnetes gestrichene Arm des Hufeisens an seinem Ende einen Südpol und umgekehrt. Bei diesem letzteren Verfahren hat man nicht nöthig, die Arme des Hufeisens mit einem Anker von weichem Eisen zu verbinden.

Gewöhnlich empfiehlt man indess einen Hufeisenmagnet von Stahl so zu streichen, dass der Kreis des Eisens und Stahles nie geöffnet wird. Man soll also z. B. nach Mohr [2]) an die Schenkel des Hufeisens einen Anker von weichem Eisen legen, dann mit einem zweiten hufeisenförmigen Stahlmagnet auf beiden Schenkeln von der Biegung bis zu den Enden streichen, jetzt gegen die Pole des streichenden Magnetes einen Anker legen und den nun erst abheben.

Streicht man indess einen hufeisenförmigen Stahlmagnet mit vorgelegtem Eisenanker, so können nach dem Entfernen des Ankers leicht Folgepunkte im Magnet entstehen. Da die magnetischen Moleküle des weichen Eisens leichter ihre Lage ändern, als die des Stahles, so wird der beim Streichen durch die Wirkung des Magnetes im Anker erzeugte Magnetismus besonders stark sein, und rückwirkend auf die ihm zunächst liegenden Theile des Magnetes an seinen Polflächen dieselben besonders stark richten. An den von letzteren entfernter liegenden Stellen des Stahlmagnetes wird die gegenseitige Einwirkung nicht so stark die durch das Streichen bedingte Einstellung der Axen der Theilchen in die der Axe des Magnetes parallele magnetische Lage befördern. Es kann so das magnetische Moment der Stahltheilchen an den Polen grösser werden, als in der Mitte zwischen denselben. Reisst man den Anker ab, so werden zwar namentlich die an den Polen liegenden Theilchen nicht mehr in ihrer magnetischen Lage durch die Wirkung des Ankers gehalten und in einem gewissen Grade in ihre unmagnetische Gleichgewichtslage zurückkehren. Immerhin kann indess das magnetische Moment der den Polen näher liegenden Theile noch grösser bleiben, als das der in der Mitte zwischen beiden Polen befind-

---

[1]) Hoffer, Dove's Rep. Bd. II, S. 148.* — [2]) Mohr, Pogg. Ann. Bd. XXXVI, S. 542. 1835.*

lichen Theile. Der Stahlmagnet besitzt dann Folgepunkte [1]), wie wir dies später näher begründen werden.

Um die Bildung derselben zu vermeiden, thut man besser, den Magnet ohne Anlegen des Ankers zu magnetisiren, und dann erst den Anker an seine Pole zu legen.

Als eine sehr gute Methode empfiehlt Sinsteden, (l. c. S. 198) den zu magnetisirenden Stahlmagnet mit seinen Schenkeln auf die Schenkel eines Elektromagnetes zu stellen, und von Zeit zu Zeit mit einem dicken Eisenstück von der Biegung des ersteren zu den Polen desselben hinzustreichen. Man soll die den Elektromagnet erregende Batterie öfter öffnen und schliessen, wodurch die Theilchen des Stahles leichter beweglich werden. Man hebt endlich den Magnet vom Elektromagnet ab, indem man ihn erst auf die Kante neigt, auf die Pole des Elektromagnetes ein Stück Pappe schiebt und nun den Magnet aufwärts beugt, dass er auf letzterem zu stehen kommt, und ihn ganz allmälig vom Elektromagnet entfernt.

Eine eigenthümliche Methode, bei welcher der Stahl einen sehr starken permanenten Magnetismus annehmen soll, ist zuerst von Robison [2]), 71
dann mit geringen Abänderungen von Aimé [3]) und Hamann [4]) vorgeschlagen worden. Nach diesen soll man die zu magnetisirenden Stahlstäbe rothglühend zwischen die ungleichnamigen Pole zweier Magnete oder eines hufeisenförmigen Magnetes bringen und sie zwischen diesen ablöschen. Da sich der im Stahl und Eisen durch magnetisirende Kräfte erzeugte temporäre Magnetismus mit der Temperaturerhöhung bis zu einem Maximum steigert (indem wohl die Theilchen leichter beweglich werden und dem Zuge der magnetisirenden Kräfte leichter folgen), behalten jene Stoffe beim schnellen Erkalten auch mehr permanenten Magnetismus bei.

Auch Magneteisenstein soll sich beim Ablöschen unter dem Einfluss einer magnetisirenden Kraft stark magnetisiren. Nach Aimé und Billaud [5]) würde man ihn hierbei besser langsam erkalten lassen.

Von sehr wesentlichem Einfluss auf die Stärke des erzeugten perma- 72
nenten Magnetismus ist es auch, ob während der Magnetisirung die Stahlstäbe erschüttert werden. Durch Erschütterungen, z. B. Schläge u. s. f. während des Magnetisirens vermehrt sich der permanente Magnetismus, indem dadurch die magnetischen Moleküle beweglicher werden und stärker dem Zuge der magnetisirenden Kraft folgen können. Ein Eisendrath [6]) welcher zwischen die Pole eines Magnetes gebracht, keinen merklichen

[1]) Vergl. Sinsteden, Pogg. Ann. Bd. LXXVI, S. 43, 1849.* — [2]) Robison, Encyclop. Britann. [4.] T. XII, p. 375; Gehler's Wörterbuch Bd. VI, [2.] S. 930.* — [3]) Aimé, Ann. de Chim. et de Phys. T. LVII, p. 442 1843;* Pogg. Ann. Bd. XXXV, S. 206.* — [4]) Hamann, Pogg. Ann. Bd. LXXXV, S. 464. 1852.* und schon früher bei der Magnetisirung durch die Erde Pönitz, Gilb. Ann. Bd. LXVII, S. 319. 1821.* und auch Knight. — [5]) Billaud, Compt. rend. T. XVII, p. 248, 1843;* Pogg. Ann. Bd. LX, S. 319.* — [6]) De Haldat, Ann. de Chim. T. XLII, p. 42. 1829.*

permanenten Magnetismus annimmt, erhält solchen, wenn man ihn mit verschiedenen Körpern schlägt.

Aus demselben Grunde werden Stahlstäbe stets viel stärker magnetisch, wenn man die magnetisirenden Magnete mit starker Reibung an ihnen entlang führt. Deshalb magnetisiren sich rauhe Stäbe stärker als glatte. Sind die Stäbe mit Oel oder einem Goldblättchen [1]) bedeckt, so werden die bei dem Magnetisiren hervorgebrachten Erschütterungen vermindert, und die Magnetisirung tritt viel schwächer hervor.

Lässt man einen zwischen zwei Magnete gelegten Stahlstab, nachdem man ihm durch Streichen einen schwachen Magnetismus ertheilt hat, noch länger zwischen den Magneten liegen, so nimmt sein Magnetismus zu, indem er wohl auch hier im Verlauf der Zeit grössere und kleinere Erschütterungen erleidet [2]).

Möglichst innige Berührung der an einander gelegten Eisen- und Stahlmassen fördert bei allen diesen Methoden die Magnetisirung sehr, da die Vertheilung des Magnetismus im Eisen und Stahl durch einen benachbarten Magnet sehr schnell mit der Entfernung abnimmt.

73 Es ist zu entscheiden, welche von den angeführten Magnetisirungsmethoden die empfehlenswerthere sei. In Bezug auf das Magnetisiren durch Streichen hat Moser [3]) Versuche angestellt, indem er parallelepipedische Stäbe von etwa 190 Grammen (12 Loth) Gewicht mit zwei nicht sehr starken Magnetstäben strich und ihre Oscillationsdauer bestimmte. Dieselbe betrug im Minimum für 10 Schwingungen:

1. Beim Magnetisiren nach der Methode von Knight, indem die magnetisirenden Stäbe schräg von der Mitte gegen das Ende der zu magnetisirenden Nadeln geführt wurden 148,7″.
2. Bei gleicher Magnetisirung, während Eisenstücke unter den Enden der Nadeln sich befanden . . . . 146,3″.
3. Bei derselben Methode, als die Eisenstücke anderseits durch eine schon magnetisirte Nadel verbunden wurden . 121,3″.
4. Beim Magnetisiren nach Michell's Methode durch den Doppelstrich mit vorgelegten Eisenstäben, die auf den entgegengesetzten Seiten einander berührten . . . . . 111,3″.
5. Desgleichen mit Anwendung eines Stahlmagnetes von Hufeisenform . . . . 101,9″.
6. Beim Magnetisiren des ad. 4 beschriebenen Magazins vermittelst dieses letzteren Magnetes mit dem Kreisstrich . 87,5″.

[1]) Robison, Encyclop. Britann. [4] T. XII, p. 375. Gehler's Wörterbuch Bd. VI, S. 923.* — [2]) Du Hamel, Mém. de l'Acad. 1750. p. 154.* — [3]) Moser, Dove's Repert. Bd. II, S. 141.*

7. Die Stäbe wurden als Anker auf zwei auf die Pole eines Elektromagnetes gelegte Eisenstücke gelegt, sodann mit dem Stahlhufeisen gestrichen und die Eisenstücke nach aussen geschoben, und so die Stäbe vom Magnet entfernt. Die Oscillationsdauer betrug . . . . 80,0″.

Der Kreisstrich liefert also günstigere Resultate, als die übrigen früheren Magnetisirungsmethoden, wie sich auch erwarten lässt, da hierbei die Theilchen am vollständigsten gerichtet werden können. Indess ist die Anwendung des Elektromagnetes noch viel vortheilhafter.

Wir können ferner fragen, ob man mit Hülfe eines galvanischen Stromes von bestimmter Intensität einen Stahlstab stärker magnetisiren kann, wenn man den Strom direct verwendet, z. B. also ihn durch eine Elias'sche Spirale leitet und diese über den Stahlstab hinschiebt, oder wenn man durch den Strom erst einen Eisenstab zum Elektromagnet macht und an diesem den Stahlstab streicht. Nach mehreren Versuchen von Frick[1]) ist die letztere Methode vorzuziehen. Auch wenn man einen magnetisirten Stahlstab durch eine Elias'sche Spirale führt, durch die man den Strom in entgegengesetzter Richtung leitet, wie bei der Magnetisirung, oder den Stab durch einen Elektromagnet in entgegengesetzter Richtung streicht wie beim Magnetisiren, wird die Polarität des Stabes durch das letztere Verfahren leichter umgekehrt, als durch das erstere.

Durch die Einwirkung des Erdmagnetismus wird gleichfalls ein Eisen- und Stahlstab temporär magnetisirt, und behält, wenn man die Einwirkung aufhören lässt, je nach seinem Stoff einen kleineren oder grösseren Theil des in ihm erzeugten Magnetismus bei. 74

Hält man daher einen solchen, etwa 1^m langen und 1^{cm} dicken Stab in der Richtung der Inclinationsnadel und nähert seinen Enden eine kleine auf einem Achathütchen schwebende Magnetnadel, so erweist sich sein oberes Ende als südpolar, sein unteres Ende als nordpolar magnetisch. Wird der Stab nachher in eine gegen die Richtung der Inclinationsnadel senkrechte Lage gebracht, so verschwindet beim Eisen der temporäre Magnetismus, „der Magnetismus der Lage", wieder. Ein Stahlstab behält dagegen einen Theil des Magnetismus permanent bei. Erschüttert man den Stahlstab, während er in der Inclinationslage sich befindet, durch Schläge, durch Feilen oder Biegen, so vermehrt sich der permanente Magnetismus, da die Theilchen des Stabes hierdurch beweglicher werden und leichter den sie richtenden Kräften des Erdmagnetismus folgen[2]).

Befindet sich ein Eisen- oder Stahlstab mit seiner Axe nicht in der Richtung der Inclinationsnadel, so ist der nach der Richtung der Axe des Stabes vertheilte Magnetismus geringer, als vorher. Untersucht man den-

[1]) Frick, Pogg. Ann. Bd. LXXVII, S. 537. 1849.* — [2]) Gilbert, De Magnete. Scoresby, Phil. Trans. 1822. Vol. II, p. 241.*

selben in einem Eisenstab bei verschiedenen Neigungen gegen die Inclinationsrichtung, indem man dem einen oder anderen Ende desselben stets in gleicher Entfernung eine Magnetnadel gegenüberstellt, so entspricht die Tangente des Ablenkungswinkels derselben dem Magnetismus des Stabes. Derselbe ist, wie sich aus der directen Betrachtung ableitet, proportional dem Sinus der Neigung der Stäbe gegen den magnetischen Aequator oder dem Cosinus der Neigung derselben gegen die Inclinationsrichtung. Dieses Resultat ist auch durch Versuche von Baden-Powell[1]) bestätigt worden, bei denen die in verschiedenen Lagen gehaltenen Stäbe stets um gleiche Winkel tordirt wurden, um sie stärker zu magnetisiren.

Durch diese Magnetisirung vermöge der Einwirkung des Erdmagnetismus erweisen sich häufig stählerne Instrumente, Feilen, Sägen u. s. f., die vielfache Erschütterungen erleiden, oder stählerne Stangen, welche längere Zeit in senkrechter Richtung gestanden hatten, als permanent magnetisch. Diese Beobachtungen sind schon seit langer Zeit bekannt.

Es ist von selbst klar, dass wenn man Stahlstäbe in geeigneter Weise mit einem in der Richtung der Inclinationsnadel gehaltenen Eisenstabe wie mit einem Stahlmagnet streicht, der temporäre Magnetismus des letzteren in den Stahlstäben permanenten Magnetismus hervorrufen kann. [2])

III. Verhalten zweier Magnete gegen einander.

75 Wir haben schon früher §. 55 angeführt, dass im Wesentlichen die Wirkungen je zweier benachbarter Pole der magnetischen Moleküle eines Magnetstabes nach aussen sich nahezu aufheben, und daher nur die Wirkung der Pole der an den Enden desselben befindlichen Moleküle übrig bleibt. Nehmen wir nach der Theorie der magnetischen Fluida an, dass in jedem Molekül die Fluida $\pm \mu$ von einander geschieden sind, so wird der Magnetstab auf einen anderen in die Entfernung so wirken, als wenn an seinen Enden nur die Fluida $+ \mu$ und $- \mu$ angehäuft wären. Besitzt der andere Stab an seinen Enden die Fluida $+ m$ und $- m$, so ist zu bestimmen, nach welchem Gesetz die Fluida $+ \mu$ und $- m$, $- \mu$ und $+ m$ sich anziehen, die Fluida $+ \mu$ und $+ m$, $- \mu$ und $- m$ sich abstossen.

Wir erwähnen hier nur kurz die wichtigsten Untersuchungen über diesen Gegenstand, welche von Coulomb, Bidone, Scoresby und Gauss angestellt sind [3]).

---

[1]) Baden-Powell, Annals of Phil. Febr. 1822; Gilb. Ann. Bd. LXXIII, S. 245. 1823.* — [2]) Antheaulme, Mém. sur les aimans artificiels, Paris 1760.* Gehler's Wörterb. Bd. VI. [2.] S. 918.* — [3]) Die ältesten dieser Versuche, welche annähernd das richtige Gesetz angaben, sind von Dalla Bella in Lissabon i. J. 1768 — 1783 angestellt, indem er Eisenmassen oder einen natürlichen Magnetstein mit seinem

Coulomb[1]) hing zuerst eine durch den Doppelstrich magnetisirte Magnetnadel von 3 Zoll Länge horizontal an einen Coconfaden auf und stellte vor ihr in der Richtung des magnetischen Meridians einen verticalen, 25 Zoll langen, $1\frac{1}{2}$ Linien dicken, harten und magnetisirten Stahlstab in einiger Entfernung auf. Der Stab wurde in verschiedener Höhe vor der Nadel befestigt, und die Zahl ihrer Schwingungen gezählt. Sie ergab sich im Maximum, als das untere Ende des Stabes etwa 1 Zoll unter dem Niveau der Nadel sich befand; ebenso wurde der Stab in der auf den magnetischen Meridian senkrechten Richtung horizontal vor die Magnetnadel gebracht, und so lange verschoben, bis dieselbe sich wieder im Meridian befand. Auf diese Weise wurde bestimmt, dass man annehmen konnte, die magnetischen Fluida im Stahlstab seien an beiden Enden desselben auf etwa 2 Zoll concentrirt und die Mittelpunkte ihrer Wirkungen, die eigentlichen Pole des Stabes, liegen etwa 10 Linien vom Ende ab. 76

Es wurde nun eine 1 Zoll lange Stahlnadel von 70 Gran Schwere an einem 3 Linien langen Coconfaden aufgehängt, und ihr in der Ebene des magnetischen Meridians der 25 Zoll lange verticale Stab gegenübergestellt, so dass sein unterer, dem gegenüberliegenden Pol der Nadel ungleichnamiger Pol in derselben Ebene mit letzterer lag.

Bei verschiedener Entfernung dieses Poles von dem Mittelpunkte der Nadel ergab sich die Zahl der Schwingungen in einer Minute:

Ohne den verticalen Stab . .	15
Abstand 4 Zoll	41
8 „	24
16 „	17

Bei diesen Schwingungen verhält sich die magnetische Nadel gerade wie ein gewöhnliches Pendel, welches statt durch die Schwerkraft g einmal durch den Zug des Erdmagnetismus T, dann durch den gemeinschaftlichen Zug desselben und des vor der Nadel befindlichen Magnetpoles $T + W$ in Bewegung gesetzt wird.

Die Zeit der Schwingungen wird sich also in beiden Fällen umgekehrt, die betreffenden Zahlen der Schwingungen Z_T und Z_{T+W} in einer gegebenen Zeit direct wie die Quadratwurzeln der wirkenden Kräfte verhalten. Es ist so

$$Z_T = const \sqrt{T},\quad Z_{T+W} = const \sqrt{T + W}$$

d. i.

$$W = (Z^2_{T+W} - Z^2_T)\ Const.$$

Südpol nach unten an den einen Arm eines Wagebalkens hing, sie so einem sehr grossen natürlichen Magnet näherte und in verschiedenen Entfernungen durch Gewichte äquilibrirte. — Die vollständige Ausführung dieses Capitels gehört nicht in das Gebiet dieses Werkes. Die Literatur s. u. A. in Gehler's Wörterbuch Bd. VI, [2.] S. 744 ff. — [1]) Coulomb, Mém. de l'Acad. 1785, p. 587, 1788.*

Nimmt man an, dass die abstossenden und anziehenden Wirkungen in dem Mittelpunkt der Nadel concentrirt gedacht werden dürfen, so erhält man auf diese Weise die Wirkung W:

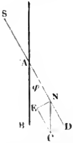
Abstand	4	8	16
W	$41^2 - 15^2$	$24^2 - 15^2$	$17^2 - 15^2$
=	1456	351	64.

Diese Zahlen verhalten sich nahezu umgekehrt wie die Quadrate der Abstände. Nur die letzte Zahl ist etwas zu klein, da bei dem betreffenden Versuche bei der weiteren Entfernung des verticalen Drathes von der Nadel auch der obere Pol desselben abstossend wirkt. Corrigirt man die Zahlen mit Berücksichtigung hierauf, so erhält man 1456, 331, 79, die sich sehr nahe umgekehrt wie 1 : 4 : 16 verhalten.

Bei anderen Versuchen[1]) wurde in einem viereckigen Kasten an einem an den Kopf einer Drehwage befestigten dünnen Kupferdrath eine Magnetnadel von 22 Zoll Länge und $1^1/_4$ Linie Durchmesser so aufgehängt, dass der Draht ohne Torsion war, als die Nadel im magnetischen Meridian sich befand. — Es wurde dies erreicht, indem erst die Nadel durch eine Kupfernadel von gleichem Gewicht ersetzt, und der Faden der Drehwage so gedreht wurde, dass diese in jener Richtung sich einstellte, und nun dieselbe mit der Magnetnadel vertauscht wurde.

Dreht man nun zuerst den Kopf der Drehwage um 1, 2, 3, 4, 5 $5^1/_2$ mal 360°, so weicht die Nadel um $10^1/_2$, $21^1/_4$, 33°, 46°, $63^1/_2$, 85° aus dem Meridian. Es ergiebt sich hieraus, dass die Drehungswinkel, d. i. die Kräfte, die die Nadel in den Meridian zurückzuführen streben, sich wie die Sinus ihrer Ablenkung verhalten; also auch die Resultante der von der Erde aus auf die Nadel wirkenden Kräfte stets constant und parallel dem magnetischen Meridian gerichtet ist und durch denselben Punkt der Nadel geht.

Fig. 52.



Denn bezeichnet NS die Lage der durch die Torsion des Fadens um den Winkel φ aus dem magnetischen Meridian AB abgelenkten Magnetnadel, und ist NC die Grösse und Richtung der z. B. auf den Pol N wirkenden dem Meridian parallelen erdmagnetischen Kraft, so kann man NC in zwei Componenten ND und NE zerlegen, von denen die erste ND in der Richtung der Axe der Nadel wirkt, und durch die in entgegengesetzter Richtung ziehende Componente der an dem Pol S wirkenden Kraft des Erdmagnetismus aufgehoben wird, die zweite NE auf der Nadel vertical steht, und sie in den magnetischen Meridian zurückzuführen strebt. Es ist aber $NE = NC . \sin \varphi$.

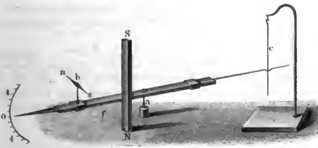
[1]) Coulomb, Mém. de l'Acad. 1785, p. 603 ff.*

Wurde nun ein verticaler magnetischer Stahldrath von 24″ Lange und $1\frac{1}{2}$‴ Durchmesser in der Ebene des magnetischen Meridians mit seinem Nordpol dem Nordpol eines gleichen in der Drehwage aufgehängten Drathes gegenübergestellt, so wich der letztere um 24° vom Meridian, bei Zurückdrehung des Kopfes der Drehwage um $3 \times 360°$ um 17°, bei Zurückdrehung um $8 \times 360°$ um 12°. Befand sich der Drath im Meridian ohne den verticalen Drath, und wurde der Kopf der Drehwage um $2 \times 360°$ gedreht, so wich sie hierbei um 20° ab. Der Faden der Drehwage hatte also dabei eine Drehung von 700° erhalten. Um daher den Draht um 24° zurückzudrehen, wäre eine Drehung von 864° nöthig gewesen; ebenso hätte die Drehnug bei den folgenden Versuchen 1692 und 3312° betragen sollen. Diese Werthe entsprechen den Abstossungskräften der beiden Dräthe, welche im Abstande 24, 17, 12 auf einander wirken, deren Quadrate sich nahezu wie $1 : \frac{1}{2} : \frac{1}{4}$ verhalten. Dasselbe Verhältniss zeigen aber auch die Zahlen 864, 1692 und 3312.

Nach diesen Versuchen verhalten sich also die Anziehungen oder Abstossungen zweier Magnetpole umgekehrt wie die Quadrate ihrer Entfernung.

Bidone[1]) setzte auf eine Stahlspitze *a* (Fig. 53) einen Hebel von Holz, 77

Fig. 53.



auf dem eine zweite Stahlspitze, *b*, verschoben wurde, welche eine Magnetnadel *ns* trug. Dieser wurde von der Seite in der Richtung ihrer Axe ein senkrecht gehängter oder horizontal liegender Magnetstab, *NS*, genähert. Auf der anderen Seite des Hebels befand sich ein Messingdrath, der gegen einen frei aufgehängten Messingstab, *c*, gegenschlug und letzteren hob, wenn der Holzhebel sich gerade um 4° durch die Einwirkung des Magnetstabes auf die Nadel gedreht hatte. Die Nadel und der Magnetstab waren so lang, dass die Wirkung ihrer von einander entfernten Pole vernachlässigt werden konnte. Wurde nun die Nadel in verschiedenen Entfernungen, e, e_1, e_2, von dem Aufhängepunkte des Holzhebels auf dem-

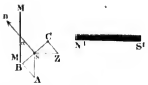
1) Bidone, Gilb. Ann. Bd. LXIV, S. 374, 1820.*

selben befestigt, und stets der Magnet derselben so lange genähert, bis der Messingstab gehoben wurde, sind die Wirkungen der benachbarten Pole auf einander f, f_1, f_2 u. s. f., so ist dann $f c = f_1 c_1, = f_2 c_2$.

Misst man die Entfernung x der Pole der Nadel und des Magnetes von einander, so ergiebt sich $f = \frac{const}{x^2}$, so dass das oben ausgesprochene Gesetz sich bestätigt.

78 Scoresby[1]) stellte eine Magnetnadel, NS (Fig. 54), auf, und näherte ihr von der Ost- oder Westseite einen Magnetstab $N' S'$ von der Länge a, so dass der der Nadel zugekehrte Pol desselben um 1 bis 50 Stablängen von dem Mittelpunkte der Nadel entfernt war. Die Nadel wird dadurch um einen Winkel α aus dem Meridian MM_1 abgelenkt. Kann man annehmen, dass dieselbe so klein ist und so weit von dem Magnet $N' S'$ entfernt ist, dass die Einwirkung desselben auch nach der Ablenkung ungeändert bleibt, und die an den Polen wirkenden Kräfte der Verbindungslinie der Axe des Stabes a mit dem Mittelpunkt der Nadel parallel bleiben, so wird dieselbe ins Gleichgewicht kommen, wenn das von dem Erdmagnetismus SA auf dieselbe ausgeübte Drehungsmoment $SB = SA \sin \alpha$ gleich ist dem durch den Zug $SZ = Z$ des Magnetes auf dieselbe ausgeübten Drehungsmoment $SC = Z \cos \alpha$.

Fig. 54.



Aus der Ablenkung ergiebt sich also: $Z = SA \, tg\, \alpha$.

Ist nun der Abstand des der Nadel zunächst gelegenen Endpunktes des Stabes von dem Mittelpunkte der Nadel gleich r, so setzt sich Z aus der Differenz der Wirkungen beider Pole zusammen; sind diese dem Quadrat des Abstandes der Pole von m umgekehrt proportional, so ist

$$Z = \frac{const}{(r)^2} - \frac{const}{(r+a)^2} = \frac{a\,(2r+a)}{r^2 (r+a)^2}.$$

Wurde der Stab um 1 bis 50 Stabeslängen von der Nadel entfernt, so ergab sich

r	$\frac{1}{Z}$ berechnet	$\frac{tg\,\alpha}{Z}$
1	1	68130
2	5,4	73170
4	33,3	71022
6	101,8	79888
8	228,7	73186
10	432,1	75625

[1]) Scoresby, Jameson's new Edinb. J. p. 24, 1831. Gehler's Wörterb. Bd. VI, [2.] S. 783.*

Es bestätigt sich also auch hier das quadratische Gesetz.

Auch von Gauss[1]) ist das Gesetz des umgekehrten Quadrats der Entfernung für die magnetische Anziehung bestätigt worden, indem er eine Magnetnadel ns aufhing und vor derselben einen Magnetstab NS in verschiedenen Entfernungen, r, horizontal hinlegte, so dass die Axe desselben senkrecht auf der Ebene des magnetischen Meridians stand, einmal in der Art (Fig. 55), dass die verlängerte Axe des Stabes die Länge der Nadel halbirte (I), und dann (Fig. 56), dass die verlängerte Axe der Nadel die Länge des Stabes halbirte (II). Wir werden später nachweisen, dass, unter der Voraussetzung des oben ausgesprochenen Gesetzes, die Tangenten der Ablenkungswinkel φ und $\varphi_{\prime}$ der Nadel in beiden Fällen für grössere Entfernungen r des Mittelpunktes des Stabes von der Nadel den Formeln 79

Fig. 55.

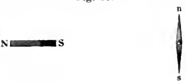


Fig. 56.



$$tg\,\varphi = \frac{2\,a}{r^3} \qquad tg\,\varphi_{\prime} = \frac{a}{r^3}$$

entsprechen. Bei kleineren Entfernungen kommt hierzu noch ein Glied, welches $\frac{1}{r^5}$ enthält.

Gauss erhielt nun u. A. folgende Ablenkungen:

r	I	II
1,1^m		1° 57′ 24,8″
1,3	2° 13′ 51,2″	1° 10′ 19,3″
1,5	1° 27′ 19,1″	0° 45′ 14,3″
1,7	1° 0′ 9,9″	0° 30′ 57,9″
1,9	0° 43′ 21,8″	0° 22′ 9,2″
2,1	0° 32′ 4,6″	0° 16′ 24,7″
2,5	0° 18′ 51,9″	0° 9′ 36.1″
3,0	0° 11′ 0,7″	0° 5′ 33,7″
3,5	0° 6′ 56,9″	0° 3′ 28,9″
4,0	0° 4′ 35,9″	0° 2′ 22,2″

[1]) Gauss, Intensitas Commentat. soc. reg. scient. Gott. recent. T. VIII;* Pogg. Ann. Bd. XXVIII, S. 604, 1833.*

Die nach den Formeln:

$$tg\,\varphi = 0{,}086870\,r^{-3} - 0{,}002185\,r^{-5}$$
$$tg\,\varphi_1 = 0{,}043435\,r^{-3} + 0{,}002449\,r^{-5}$$

berechneten Werthe für φ und φ_1 differiren von den beobachteten höchstens um etwa $^1/_{10}$, so dass das Gesetz des Quadrats der Entfernung bestätigt wird.

80 Es gilt dieses Gesetz indess nur von solchen Abständen der Magnetpole an, dass man die temporären Veränderungen ihres Magnetismus durch ihren gegenseitigen Einfluss vernachlässigen kann. — Bei grosser Nähe der Pole kann diese Einwirkung veranlassen, dass selbst gleichnamige Pole sich anziehen, indem sich temporär die Molekularmagnete an den einander genäherten Enden der Magnete so umlegen, dass ihre ungleichnamigen Pole einander zugekehrt sind. Bei grösserer Entfernung tritt dann wiederum Abstossung ein, indem die Molekularmagnete ihre früheren Lagen wieder annehmen.

81 Würde man den auf die Magnetnadel einwirkenden Magnet verschieden stark magnetisiren, so könnte man die Stärke seines Magnetismus durch die Zahl der Oscillationen bestimmen, die er in einer gegebenen Zeit macht (vergl. §. 150 ff.). Würde man in gleicher Weise auch die Nadel verschieden stark magnetisiren, so fände man, dass die Einwirkung zweier Pole des Stabes und der Nadel auf einander dem Product ihrer Magnetismen direct proportional ist. Nennt man also diese Magnetismen m und m_1, den Abstand der Pole r, so ist ihre Wirkung R auf einander

$$R = \frac{m\,m_1}{r^2}.$$

Die Einheiten von m und m_1 sind so bestimmt, dass für $m = m_1 = 1$ und $r = 1$ auch $R = 1$ wird (vergl. §. 151).

IV. Wechselwirkung zwischen Strömen und Magneten. Grundgesetze.

82 Hängt man eine Magnetnadel NS (Fig. 57) an einem Coconfaden auf oder setzt sie auf ein auf einer Spitze schwebendes Achathütchen, und bringt unter oder über ihr einen Leitungsdrath an, welcher in der Richtung des magnetischen Meridians sich befindet, so wird die Nadel, wie Oersted zuerst gezeigt hat, aus ihrer Ruhelage abgelenkt, wenn man durch den Leitungsdrath einen Strom leitet. Fliesst derselbe in dem unter der Nadel befindlichen Drath von Nord nach Süd, so weicht der Nordpol der Nadel nach Westen, fliesst er in dem Drath von Süd nach Nord, so weicht derselbe nach Osten aus. Befindet sich der Drath über der Nadel, so treten in beiden Fällen gerade die ent-

gegengesetzten Ablenkungen ein. Biegt man daher den Drath oder an Stelle desselben ein Blech, wie in Fig. 58, so dass der Strom in demselben über und unter der Nadel gleichzeitig in entgegengesetzten Richtungen fliesst, so wird durch die gemeinschaftliche Wirkung beider Theile des Drathes die Nadel nach dieser oder jener Seite abgelenkt. Lässt man die Magnetnadel um eine horizontale Axe sich bewegen, und äquilibrirt sie durch ein kleines auf den Südpol befestigtes Gegengewicht, z. B. von Wachs, dass sie in horizontaler Lage im Gleichgewicht ist, so wird sie gleichfalls abgelenkt, wenn man sie den Seiten des Leitungsdrathes parallel stellt. Ebenso, wenn man die Nadel an dem einen oder anderen Pole durch ein Gewicht belastet

Fig. 57.

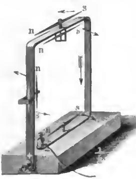
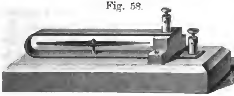


Fig. 58.



hat, so dass sie mit geringer Kraft sich senkrecht stellt, und nun einen senkrechten von oben nach unten oder von unten nach oben vom Strom durchflossenen Leitungsdrath ihr von der Seite nähert [1]).

Kann die Nadel indess nur in einer Ebene schwingen, welche durch die Stromesbahn selbst geht, so wird sie nicht abgelenkt. Dies ist auch von vorn herein klar. Wenn nämlich eine horizontal schwingende Nadel über einem in der Richtung des magnetischen Meridians befindlichen horizontalen Leiter in dem einen, unter demselben im entgegengesetzten Sinne abgelenkt wird, so muss sie in gleichem Niveau mit demselben keine Ablenkung erfahren. Biot und Savart [2]) haben dies auf doppelte Weise nachgewiesen; einmal indem sie einer Nadel, die in der auf der Inclinationsrichtung senkrechten Ebene schwang, in derselben Ebene einen Stromesleiter näherten; sodann indem sie vor einer in der Horizontal-

[1]) Oersted. Experimenta circa efficaciam conflictus electrici in acum magneticam, Hafniae, 21. Jul. 1820;* Schwgg. J. Bd. XXIX, S. 273;* auch Gilb. Ann. Bd. LXVI, S. 295.* Bei den meisten dieser Versuche wurde die Intensität der Ströme stets so stark genommen, dass die auf die Magnetnadel wirkenden Platindräthe durch dieselben glühend wurden. Schweigger (Schwgg. J. Bd. XXXI, S. 1. 1821*) zeigte zuerst, dass ein einfacher Zinkkupferstreif in Salmiaklösung die Ablenkung bewirkt. — Die ersten Bestätigungen der Oersted'schen Entdeckung durch Mayer, Gött. gel. Anz. 1820, S. 171, und Pictet und de la Rive, Bibl. univ. T. XIV, p. 281, und viele Andere. — [2]) Biot und Savart, Ampère u. Babinet, Entdeck. S. 77.

ebene schwingenden Nadel in derselben Ebene einen Stromesleiter hinführten, der gegen ihre Axe vertical stand. Ihre Schwingungsdauer wurde hierbei nicht geändert.

Die Ablenkung der Magnetnadel durch einen ihr parallel fortgeleiteten Strom kann nur in dem Fall 90 Grad betragen, in welchem ausser der Richtkraft des Stromes keine andere Richtkraft auf sie wirkt, so also auch nicht die Richtkraft des Erdmagnetismus. Eine solche Ablenkung wird man daher beobachten, wenn die Nadel in einer Ebene senkrecht gegen die Richtung der Inclination, in der magnetischen Aequatorialebene schwingt, und in irgend einer Richtung parallel dieser Ebene ein Strom oberhalb oder unterhalb derselben fortgeleitet wird[1]).

Ebenso wie von einem festen vom Strom durchflossenen Leiter, wird die Magnetnadel auch von dem Strom in einem flüssigen Leiter[2]), ja auch von dem Strom im Element selbst[3]) abgelenkt, und zwar bei gleicher Intensität des Stromes und gleicher Gestalt der Leiter ganz in derselben Weise wie über festen Leitern (vgl. Th. I, §. 53).

Die Richtung der Ablenkung der Nadel kann man sich jedesmal vergegenwärtigen, wenn man dabei das von Ampère gegebene Bild (§. 50) zu Hülfe nimmt. Denkt man sich, dass man mit dem Kopfe voran mit dem positiven Strome der Elektricität fortschwimme, und dabei die Magnetnadel anblicke, so weicht der nach Norden weisende (Nord-) Pol derselben nach links aus, und die Nadel sucht sich senkrecht gegen den Leitungsdrath zu stellen[4]).

83 Die Ursache dieser Einstellung der Nadel können wir ergründen, wenn wir uns an die §. 58 gegebene Vorstellung halten, wonach jedes Molekül der Magnetnadel von einem gegen ihre Axe senkrecht gerichteten kreisförmigen Molekularstrom in der Richtung durchflossen ist, dass er, wenn man den Nordpol der Nadel zur Linken hat, über derselben von dem Beschauer nach vorn hinfliesst. Alle Molekularströme im Innern der Nadel werden sich nahezu aufheben und nur ein um die Peripherie derselben fliessender Kreisstrom ihre Wirkung nach aussen darstellen. Dieser supponirte Kreisstrom wird sich mit der Nadel neben einem vom Strom durchflossenen Leiter stets so einzustellen suchen, dass er auf der dem Leiter zugekehrten Seite des Magnetstabes ihm gleichgerichtet wird. Dies ist aber nur möglich, wenn die Nadel nach der oben angegebenen Regel abgelenkt wird. Würde daher die Magnetnadel nicht durch den Erdstrom in der Nord-Südrichtung mit einer gewissen Kraft festgehalten, so würde sie sich gerade senkrecht gegen die neben ihr befindlichen Stromesleiter einstellen. Da indess der Erdstrom seine Richtkraft äussert, so

---

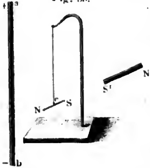
1) Ampère, Ann. de. Chim. et de Phys. T. XV, p. 198. 1820.* Schmidt, Gilb. Ann. Bd. LXX. S. 243. 1822.* — 2) Grotthuss, Schweigg. Journ. Bd. XXXI, S. 492. 1821.* — 3) Ampère, Ann. de Chim. et de Phys. T. XV, p. 67. 1820.* Gilb. Ann. Bd. LXVII, S. 123.* 4) Ampère, l. c.

stellt sich die Nadel unter dem gemeinsamen Einfluss des Erdstromes und des neben ihr befindlichen in einer mittleren Stellung ein.

In der ersten Zeit nach der Entdeckung dieser Thatsachen glaubte 84
man, der den Strom leitende Drath besitze im Kreise herum vier oder mehrere Magnetpole, so dass er gewissermaassen mehreren einzelnen Magnetstäbchen gliche, welche in gleicher Richtung in tangentialer Lage transversal neben den Leiter gelegt wären [1]). Diese Ansicht ist widerlegt, indem ein vom Strom durchflossener Leiter sich nach allen Seiten hin ganz gleich gegen eine Magnetnadel verhält. So verband Oersted einen senkrechten Stab *AB* durch zwei lange leitende Dräthe *AC* und *BD* mit den Polen der Säule *S* und stellte neben *AB* eine Inclinationsnadel auf, welche durch den Strom in *AB* aus ihrer Ruhelage abgelenkt wurde. Wurde nun der ganze leitende Kreis mit *AB* als Axe herumgedreht, so änderte sich die Ablenkung der Nadel nicht [2]). Dasselbe Resultat erhielt Poggendorff [3]) an einer senkrecht stehenden mit Quecksilber gefüllten Röhre, durch die ein Strom geleitet wurde, und der von verschiedenen Seiten die Magnetnadel genähert war.

Das Gesetz der Wirkung eines geradlinigen Stromes auf einen Mag- 85
netpol, dessen Magnetismus in einem Punkt concentrirt gedacht wird, ist von Biot und Savart [4]) auf experimentalem Wege ergründet worden. Sie hängten an einem Coconfaden (Fig. 59) vor einem langen senkrecht gestellten Leitungsdrath *ab*, durch den ein Strom geleitet wurde, eine Magnetnadel *NS* von 20^{mm} Länge, 10^{mm} Höhe und 1^{mm} Dicke auf, und näherten dem einen Pole *s* derselben von Süden her einen Magnetstab mit dem gleichnamigen Pole *S'*, bis die die Nadel richtende Kraft des Erdmagnetismus durch seine Einwirkung möglichst vollständig aufgehoben wurde, und die Nadel sich nur unter dem Einflusse des Stromes im Leiter *ab* einstellte und bewegte. Der ganze Apparat war mit einem Glaskasten bedeckt. Dabei stellte sich

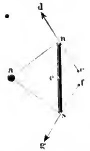
Fig. 59.



[1]) Berzelius, Ann. de Chim. et de Phys. T. XVI, S. 113. 1821;* Gilb. Ann. Bd. LXVIII, S. 167;* Pohl, Gilb. Ann. Bd. LXIX, S. 171. 1821;* vergl. auch Erman, Umrisse zu den physischen Verhältnissen des elektro-chemischen Magnetismus, Berlin 1821;* Gilb. Ann. Bd. LXVII, S. 383;* Schweigg. Journ. Bd. XXXII, S. 38* u. Andere. — [2]) Oersted, Ann. of Phil. Febr. 1822; Gilb. Ann. Bd LXXIII, S. 278.* — [3]) Poggendorff, Gilb. Ann. Bd. LXVIII, S. 206. 1821;* auch Raschig, Gilb. Ann. Bd. LXVII, S. 436*. — [4]) Biot und Savart, Ann. de Chim. et de Phys. T. XV, p. 222. 1820* und Biot. Traité de Phys. Deutsch v. Fechner, 2. Aufl. Bd. IV, S. 158.*

die Nadel NS so, dass die Verbindungslinie ihres Halbirungspunktes c (Fig. 60) mit dem auf gleicher Höhe befindlichen Querschnitt des Leiters a auf ihrer Axe senkrecht stand. Der Drath ab war so lang, dass die Enden desselben keinen merklichen Einfluss mehr auf die Nadel ausübten, und so die Resultante der Wirkung sämmtlicher Theile desselben in die durch die Nadel gelegte Horizontalebene fiel. — Es sei die von dem Drath a auf den Nordpol n der Nadel ausgeübte Kraft durch die Linie nd bezeichnet, welche gegen die Linie na in irgend einem näher zu bestimmenden Winkel dna geneigt sei. — Wäre zugleich mit dem Nordpol n ein eben so starker Südpol in n, so würde die auf diesen wirkende Kraft die Kraft nd gerade aufheben, also ihr gleich und entgegengesetzt sein. Sie sei ne. — In der Ruhelage der Nadel ist ihr Südpol s eben so weit vom Drath a entfernt, wie der Pol n. Die Kraft sg, mit welcher der Drath auf jenen wirkt, wird also der Kraft ne gleich, und in demselben Winkel, wie ne gegen na gegen die Verbindungslinie des Poles s mit a geneigt sein. Es ist also $\angle asg = ena$. Da nun die gleichen Kräfte sg und nd in der Ruhelage der Nadel gerade gleiche und entgegengesetzte Drehungsmomente auf die Nadel ns ausüben, so muss auch $\angle gsa = dna$, d. h. $dna = ena$ sein. Der Winkel $and = gsa$ muss also ein Rechter sein.

Fig. 60.



Die Resultante der Wirkung eines von einem Strom durchflossenen unendlich langen Leiters steht also auf der durch den Pol und den Leiter gelegten Ebene senkrecht.

Bringt man die Nadel in verschiedene Entfernungen vom Drath, und bestimmt ihre Schwingungsdauer D, so entspricht die Kraft k, mit welcher der Strom im Drath auf sie wirkt, der Grösse $\frac{const}{D^2}$, da die Einwirkung des die Nadel richtenden Erdmagnetismus durch den Magnet $N'S'$ eliminirt ist. Auf diese Weise ergab sich u. A.:

Abstand der Nadel.	Dauer v. 10 Schwingungen D.	Verhältniss der Kräfte k.
30mm	42,25	1
40	48,85	0,75 (1 — 0,008508)
60	56,75	0,5 (1 + 0,095460)
120	89,00	0,25 (1 + 0,103892)
15	30,00	2,00 (1 + 0,067010)

Es verhalten sich mithin die Kräfte, mit denen der in einem unendlich langen geradlinigen Drath fliessende Strom

auf einen Magnetpol einwirkt, umgekehrt wie die directen Abstände des Poles von dem Leiter[1]).

Es lässt sich hiernach leicht nachweisen, dass in Folge der auf beide Pole der Nadel wirkenden Kräfte, wenn ihre Axe nicht auf der Verbindungslinie ihres Mittelpunktes mit der Axe des Leitungsdrathes senkrecht steht, ihr ein Drehungsmoment ertheilt wird, welches sie in die gegen jene Verbindungslinie senkrechte Stellung zurückzuführen strebt.

Wurde an Stelle des vertical aufgespannten Drathes eine kupferne Röhre von 43^{mm} Durchmesser und 2^{m} Länge angewandt, und dicht neben derselben ein Drath ausgespannt und nun die Wirkung der Röhre und des Drathes verglichen, wenn die eine oder der andere vom Strom durchflossen war, und in verschiedenen Entfernungen vor ihnen die Magnetnadel in Schwingungen gesetzt wurde, so ergab sich das Verhältniss dieser Wirkungen bei verschiedenen Abständen der Nadel von beiden constant. Es gilt das oben ausgesprochene Gesetz also auch für die vom Strom durchflossene Röhre.

Aehnliche Resultate wurden erhalten, als Biot und Savart einen horizontalen Leitungsdrath in der Richtung senkrecht gegen den magnetischen Meridian ausspannten, an einem Coconfaden eine 100^{mm} lange Magnetnadel in verschiedenen Abständen über und unter dem Drathe aufhängten, und ihre Schwingungsdauer sowohl unter dem Einfluss des Erdmagnetismus allein (N), als auch unter dem Einfluss desselben und dem eines durch den Leitungsdrath geleiteten Stromes (N_1) bestimmten. Die Kraft k, mit der der Strom dann auf die Nadel wirkte, entsprach der Formel: $k = \left(\frac{1}{N^2} - \frac{1}{N_1^2}\right)$ *const.* Es ergab sich diese Kraft gleich gross bei gleichen Abständen der Nadel vom Leitungsdrath, mochte sie über oder unter demselben schwingen. — Da bei grösserer Annäherung der ziemlich langen Nadel an den Leitungsdrath die Kräfte, welche von dem Leitungsdrath auf die Punkte der Nadel, in denen ihr Magnetismus concentrirt gedacht werden kann, in sehr spitzen Winkeln gegen die Nadel wirken, bei weiterer Entfernung aber diese Winkel sich allmälig einem Rechten nähern, und dadurch das bei den Ablenkungen der Nadel aus ihrer Gleichgewichtslage auf sie ausgeübte Drehungsmoment grösser wird, zugleich aber die Kräfte wegen des Wachsens der Entfernung abnehmen, so nimmt zuerst hiebei das gesammte, die Nadel bewegende, durch den Strom auf sie ausgeübte Drehungsmoment zu, dann wieder ab. Wenn die Wirkungen des Erdmagnetismus und des Stromes also die Nadel beide in gleicher Ruhelage erhalten würden, nimmt hierbei zuerst die Oscillationsdauer der Nadel ab und dann wieder zu.

---

[1]) G. G. Schmidt (Gilb. Ann. Bd. LXX, S. 243. 1822*) hat dieses Gesetz nicht richtig aufgefasst, indem er annahm, dass die mittlere Richtung der anziehenden oder abstossenden Kraft eines Stromes auf eine Magnetnadel perpendiculär von der Richtung des Stromes nach den Polen der Nadel gehe und umgekehrt proportional dem perpendiculären Abstand der Pole von dem Strome sei.

Das von Biot und Savart aufgestellte Gesetz hat auch Cumming[1]) bestätigt, indem er in verschiedenen Entfernungen von einem von Nord nach Süd gerichteten Leitungsdrath östlich oder westlich eine Magnetnadel aufstellte, und ihre Ablenkung von der Gleichgewichtslage bestimmte. Es ergab sich, dass die Tangente des Ablenkungswinkels der Nadel, welche die von dem Leitungsdrath ausgeübte ablenkende Kraft misst, ihren Abständen vom Leitungsdrath umgekehrt proportional war.

86 Die Wirkung eines unendlich langen Stromesleiters auf einen Magnetpol ist die Resultante der Wirkungen seiner einzelnen Elemente auf denselben. Aus dem Biot-Savart'schen Resultate folgt aber unmittelbar, wie La Place gezeigt hat, dass die Kraft, mit der jedes Element des Leiters auf den Magnetpol wirkt, wiederum senkrecht steht auf der durch das Element und den Pol gelegten Ebene und umgekehrt proportional ist dem Quadrat des Abstandes des Magnetpoles vom Element. — Sie ist ferner proportional dem Sinus des Neigungswinkels des Elementes gegen seine Verbindungslinie mit dem Magnetpol.

Es lässt sich dieses letztere Resultat sehr einfach zeigen, wenn man eine kleine Magnetnadel in die Mitte eines Drathkreises einsetzt, dessen Ebene mit der Ebene des magnetischen Meridians zusammenfällt. Man stellt dicht neben diesen Drathkreis einen zweiten gleich grossen, dessen Drath in der Ebene des Kreises selbst kleine Biegungen macht. Leitet man nun einen Strom durch den einen oder anderen Kreis, so wird die Nadel aus dem magnetischen Meridian um gleich viel abgelenkt, wenn in beiden Fällen die Intensität des Stromes dieselbe ist und die Entfernung der Pole der Nadel von den Drathkreisen gegen ihre Abweichung aus der Ebene derselben bei ihrer Ablenkung vernachlässigt werden kann. Leitet man durch den ersten Drathkreis den Strom in der einen Richtung und durch den zweiten zurück, so wirkt er auf die Magnetnadel gar nicht. So kann man also den gebogenen Drath durch den kürzeren Drathkreis ersetzen, dessen Länge direct der Summe der Längen der einzelnen Theile des gebogenen Drathes multiplicirt mit dem Sinus ihrer Neigung gegen den Radius des Drathkreises entspricht, welcher letztere im vorliegenden Fall als die Verbindungslinie der Stromelemente mit den Magnetpolen betrachtet werden kann[2]).

Nach diesem letzteren Gesetz können wir ein Stromelement, wie in Bezug auf die Einwirkung auf ein anderes Stromelement, so auch in Bezug auf seine Wirkung auf einen Magnetpol, stets durch mehrere Componenten ersetzen, von denen die eine die Projection des Elementes auf die Verbindungslinie desselben mit dem Magnetpol ist, und auf denselben nach den §. 82 angeführten Resultaten nicht einwirkt, da hier der Magnetpol mit

[1]) Cumming, Gilb. Ann. Bd. LXIX, S. 399. 1821*. — [2]) Ein anderer, weniger einfacher Beweis ist von Biot und Savart geliefert worden (l. c.).

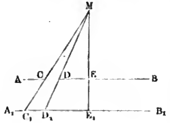
gleichem Grunde nach allen Seiten ausweichen würde. Die zweite wirksame Componente wäre die Projection des Elementes auf eine Ebene, welche senkrecht auf der Verbindungslinie des Elementes mit dem Magnetpol stände und die der Länge des Elementes, multiplicirt mit dem Sinus seines Neigungswinkels gegen jene Verbindungslinie entspricht. Letztere Componente könnte man in der Ebene wieder in verschiedene Componenten zerlegen.

Wir haben §. 86 angeführt, dass aus dem Gesetze, dass die Wirkung 87
eines unendlich langen Leiters auf einen Magnetpol dem Abstand desselben von ersterem direct proportional ist, unmittelbar folgt, dass die Wirkung eines Elementes des Leiters dem Quadrat des Abstandes desselben vom Pol umgekehrt proportional ist.

Wir wollen mit Ampère [1] auf eine elementare Art beweisen, dass aus der Annahme des letzteren Gesetzes die erstere Beziehung unmittelbar folgt.

Sind zwei parallele unendlich lange Ströme AB und $A_1 B_1$ gegeben, in deren Ebene der Magnetpol M sich befindet, und zieht man zwei Linien, $M C C_1$ und $M D D_1$ von M aus durch die Linien AB und $A_1 B_1$, welche nur einen kleinen Winkel mit einander bilden, so ist, da die von den Linien abgeschnittenen Elemente CD und $C_1 D_1$ der Ströme beide gegen ihre Verbindungslinie $C_1 C M$ mit dem Pol M gleich geneigt sind, ihre Wirkung k und k_1 auf denselben proportional ihrer Länge, und nach obigem Gesetz umgekehrt proportional dem Quadrat ihrer Entfernung von M, also

Fig. 61.



$$k : k_1 = \frac{CD}{CM^2} : \frac{C_1 D_1}{C_1 M^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Nun ist also $\Delta\ CMD \backsim C_1 M D_1$, also $\frac{CD}{CM} = \frac{C_1 D_1}{C_1 M}$. Sind ferner die verticalen Abstände ME und ME_1 der Ströme AB und $A_1 B_1$ von M gleich a und a_1, so verhält sich auch $CM : C_1 M = a : a_1$. Bei Einführung dieser Werthe in die Gleichung (1) ergiebt sich

$$k : k_1 = \frac{1}{a} : \frac{1}{a_1}.$$

Da dieses Verhältniss für die Wirkung aller beliebigen Elemente von AB und $A_1 B_1$ gilt, die zwischen irgend zwei von M aus gezogenen Li-

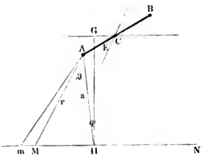
[1]) Ampère u. Babinet, Darstell. der neueren Entdeckungen. Leipz. 1822. S. 44.

nien liegen, so gilt es auch für die ganzen Stromesleiter, wie es das Biot-Savart'sche Gesetz hinstellt.

88 Eine andere Ableitung [1]) dieses Satzes, die einige andere wichtige Folgerungen zulässt, ist folgende:

Es sei BA (Fig. 62) der Magnet, welcher in einer Horizontalebene schwingen kann, und dessen Mittelpunkt C sich vertical über einem horizontalen Strom NM befindet. Es sei Mm ein Element desselben. Es sei ferner $MA = r$ und der Abstand AH des Poles A von NM gleich a, so soll die auf den Magnet in der auf Ebene MmA senkrechten Richtung ausgeübte Kraft

Fig. 62.



$$k = \frac{\mu \,.\, Mm \,.\, sin\, AMH}{r^2}$$

sein, wenn μ der Magnetismus des Magnetes in A. Nun ist $Mm \,.\, r \,.\, sin\, AMH = 2 \triangle AMm$, oder, wenn Winkel $MAH = \vartheta$, auch $= r^2 \,.\, d\vartheta$, also die Kraft $k = \frac{\mu\, d\vartheta}{r}$. Nun ist aber $r = \frac{a}{cos\, \vartheta}$, also

$$k = \frac{\mu \; cos\, \vartheta \; d\, \vartheta}{a}.$$

Ist der Leiter NM unendlich lang, so ist der Ausdruck von $\vartheta = -\frac{\pi}{2}$ bis $\vartheta = +\frac{\pi}{2}$ zu integriren. Dann ist

$$K = \frac{2\mu}{a}.$$

Die Kraft ist also dem Abstand des Magnetpols vom Leiter umgekehrt proportional. — Eine gleiche aber entgegengesetzt gerichtete Kraft wirkt am Pol B. Zerlegt man diese Kräfte in zwei, von denen die einen in verticaler Richtung wirken, die anderen in horizontaler, so sind die ersten, wenn der Winkel $AHG = \varphi$ ist, $= \frac{2\mu \sin\varphi}{a}$. Diese beiden Kräfte vereinen sich zu einer in C wirkenden Kraft, die den Magnet gegen den Leiter NM hinzieht, oder ihn von demselben entfernt. — Die anderen horizontalen Componenten sind $= \frac{2\mu \cos\varphi}{a}$. Sie streben den Magnet in

[1]) Ampère, Ann. de Chim. et de Phys. T. XXXVII, p. 133. 1828.* Eine ähnliche Ableitung auch von G. G. Schmidt, Gilb. Ann. Bd. LXXI, S. 387. 1822.*

die gegen NM senkrechte Lage zu führen. Ist die Länge $AB = 2b$, der Winkel, den der Magnet mit seiner mit NM parallelen Ruhelage macht, $= \varepsilon$, so ist das von den beiden letzteren Kräften auf den Magnet ausgeübte Drehungsmoment =

$$\frac{4\mu b \cos\varepsilon \cos\varphi}{a}.$$

Ist der Winkel φ sowie b klein, also die Nadel weit von dem Stromesleiter NM entfernt, so reducirt sich dieses Moment auf

$$\frac{4\mu b \cos\varepsilon}{a}.$$

Durch dieses Drehungsmoment wird sich die Nadel senkrecht gegen den Leiter MN zu stellen suchen. Wirkt auf die Nadel keine weitere Kraft als die des Stromes, so erreicht sie diese Lage. In derselben ist $\varepsilon = 90^0$, $\cos\varepsilon = 0$, also das Drehungsmoment Null; die Nadel hat eine stabile Gleichgewichtslage erreicht. Hätte die Nadel eine um 180^0 gegen diese Lage geneigte Lage, so wäre dieselbe labil.

Die anziehende Kraft, welche die Nadel durch den Stromesleiter in ihrer auf seiner Richtung senkrechten Lage erfährt, ist bei dieser Lage ein Maximum, da φ, mithin auch $\sin\varphi$ ein Maximum erreicht hat. Sie ist gleichfalls dem Abstand von dem Leiter umgekehrt proportional.

Diese Anziehungskraft ist hiernach durchaus keine besondere Kraft, welche von der Richtkraft specifisch verschieden wäre, die der Stromesleiter auf die Magnetnadel ausübt. Beide Kräfte sind nur Componenten der von dem Strome auf beide Pole der Nadel wirkenden Kräfte [1]).

Diese anziehende Kraft lässt sich durch folgende Versuche nachweisen [2]): 89

Hängt man eine Magnetnadel an dem einen Ende eines Wagebalkens vermittelst eines Coconfadens über oder unter einem horizontalen Leitungsdrath auf, so stellt sie sich, wenn man durch letzteren einen Strom leitet, in der einen oder anderen Richtung senkrecht gegen denselben und wird dann angezogen, indem nun auf der dem Drath zugekehrten Seite der Magnetnadel die Molekularströme in gleicher Richtung fliessen, wie der Strom im Drathe selbst.

Befestigt man ferner an dem einen Ende eines Wagebalkens in horizontaler Lage eine durch ein Gegengewicht äquilibrirte Magnetnadel ns, Fig. 63 (a. f. S.), und bringt senkrecht gegen ihre Richtung über oder unter ihr einen vom Strom durchflossenen Leiter ab an, so wird die Nadel vom Leiter angezogen oder abgestossen, je nachdem die Molekularströme in der Nadel auf der dem Leiter zugekehrten Seite mit dem ihn durchlaufenden Strome gleiche oder entgegengesetzte Richtung haben. Würde

---

1) Vergl. auch Faraday, Exp. Res. Vol. II, p. 129.* Quarterly J. of Science Vol. XII, p. 74.; Gilb. Ann. Bd. LXXI. S. 132. 1822.* — 2) Dove, Pogg. Ann. Bd. XXVIII, S. 586. 1833.*

man also, um wiederum der Ampère'schen Vorstellung zu folgen, mit dem positiven Strome fortschwimmend die Nadel anblicken und dabei den Nordpol derselben zur Linken haben, so würde Anziehung, würde man ihn zur Rechten haben, Abstossung erfolgen.

Hängt man nun zwei in entgegengesetzter Richtung fest verbundene Nadeln (eine astatische Nadel) so an einem an dem Wagebalken befestigten Coconfaden, Fig. 64, auf, dass der Stromleiter *ab* zwischen beiden sich

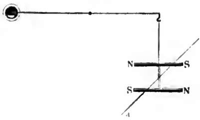
Fig. 63



Fig. 65



Fig. 64.



befindet, so wird, wenn *ab* genau in der Mitte zwischen beiden Nadeln liegt, keine Anziehung stattfinden, sondern die Nadeln richten sich nur senkrecht gegen den Drath, da die auf beide ausgeübten Anziehungskräfte in entgegengesetzter Richtung wirken. Sind aber beide Nadeln so gestellt, dass beide ihre gleichnamigen Pole nach derselben Seite kehren, so findet umgekehrt keine Richtung der Nadeln statt; stehen sie aber in diesem Falle mit ihren Axen senkrecht gegen den Leitungsdrath, so nähert sich die eine Nadel dem Drath, in welcher auf der dem Drath zugekehrten Seite die Molekularströme dem Strome im Drath gleichgerichtet sind. Ganz ähnlich verhalten sich Nadeln, die in senkrechter Lage neben dem Leitungsdrath aufgehängt sind.

Dieselben Anziehungserscheinungen zeigen sich auch an Eisenstücken, welche durch einen Strom temporär magnetisch gemacht werden, und diesem letzteren Strome selbst.

Legt man also z. B. auf einen horizontalen Leitungsdrath einen Papierstreifen, und streut auf diesen feine Eisenfeile, so ordnen sie sich in Linien an, welche gegen jenen Leitungsdrath senkrecht stehen, indem jeder von ihnen in der auf der Axe des Drathes senkrechten Richtung eine

magnetische Axe erhält. Zugleich werden die so magnetisirten Eisenfeile von dem Leitungsdrath angezogen. Ebenso hängen sich an eine flache vom Strome durchflossene Drathspirale, Fig. 65, Eisenfeile in Kegelform an, indem jedes durch die Spirale magnetisirte Theilchen die benachbarten Theilchen anzieht.[1])

Befestigt man eine Magnetnadel in horizontaler Lage auf einem auf Wasser schwimmenden Kork, oder bestreicht sie mit Fett und lässt sie für sich allein auf dem Wasser schwimmen, und leitet über ihr einen horizontalen Strom fort, so sucht sie sich zuerst senkrecht gegen denselben zu stellen, wenn wir die Wirkung des Erdmagnetismus vernachlässigen, und verschiebt sich sodann in der Richtung ihrer Axe so lange, bis eine durch den Stromesleiter gelegte, die Axe der Nadel in einem rechten Winkel schneidende Ebene dieselbe halbirt[2]). Ist O, Fig. 66, der Querschnitt des Stromes, NS die auf seiner Richtung verticale Nadel, so lassen sich die auf NO und OS senkrecht stehenden, in der Ebene NOS auf die Pole der Nadel wirkenden Kräfte Ne und Sc in je zwei Componenten zerlegen, von denen die einen Nf und Sd auf der Axe der Nadel senkrecht sind und sie nicht bewegen, da die Nadel in der O parallelen Ebene verbleiben muss. Die anderen Componenten Sb und Na fallen in die Richtung der Axe der Nadel, und subtrahiren sich. Die Nadel bewegt sich daher nach der einen oder anderen Richtung, je nachdem die eine oder andere derselben überwiegt. (In der Figur nach b.) Beide Componenten werden gleich, wenn O sich gerade unter dem Halbirungspunkt von NS befindet; dann hat also die Nadel ihre Gleichgewichtslage erreicht.

Fig. 66.



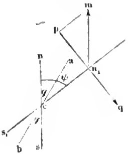
Wirkt auf eine Magnetnadel, welche in einer einem sehr langen Stromesleiter parallelen Ebene schwingen kann, ausser der ablenkenden Kraft des Stromes noch der Erdmagnetismus, so nimmt dieselbe eine durch beide Kräfte bedingte mittlere Richtung ein. 90

Als einfaches Beispiel wollen wir die Einstellung einer Magnetnadel betrachten, welche sich in einer Horizontalebene bewegen kann und unter welcher in einiger Entfernung ein horizontaler Drath fortgeführt wird, der mit dem magnetischen Meridian den Winkel φ bildet. Die Lage der Nadel im magnetischen Meridian sei ns, Fig. 67 (a. f. S.); ihre Lage nach ihrer Ablenkung durch einen durch Drath ab geleiteten Strom von der Intensität i sei $n_1 s_1$. Der Ablenkungswinkel der Nadel non_1 sei gleich ψ.

[1]) Arago, Ann. de Chim. et de Phys. T. XV, p. 94. 1820;* Gilb. Ann. Bd. LXVI, S. 311.* Erman, Umrisse, Gilb. Ann. Bd. LXVII, S. 382.* Davy, Phil. Trans. 1821. p. 11;* Gilb. Ann. Bd. LXXI, S. 230.* Faraday l. c. — [2]) Boisgiraud ainé, Ann. de Chim. et de Phys. T. XV, p. 283. 1820;* Gilb. Ann. Bd. LXVII, S. 166.*

Nehmen wir ferner an, der Drath $a\,b$ sei weit von der Nadel entfernt, welche nur eine kleine Länge habe, so ist nach §. 88 das von dem Strom auf die Nadel ausgeübte Drehungsmoment $n_1 q$ gleich $const\ i\ cos\,(\psi - \varphi)$. Die erdmagnetische Kraft wirkt am Pole n_1 mit der Kraft $M = m\,n_1$; das auf die Nadel daselbst ausgeübte dem ersten entgegengesetzte Drehungsmoment ist somit proportional $n_1\,p = M . sin\,\psi$. Soll die Nadel in Ruhe sein, so müssen beide Drehungsmomente gleich sein, d. i.

Fig. 67



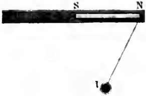
$$i = \frac{sin\,\psi}{cos\,(\psi - \varphi)}\,M . const.$$

Ist der Drath, durch welchen der Strom fliesst, dem magnetischen Meridian parallel, so ist $\varphi = 0$, also $i = const\ M\ tg\ \psi$

Dann ist also die Intensität des Stromes der Tangente des Ablenkungswinkels proportional.

91 Ist die Magnetnadel bei diesen Versuchen nicht um ihren Mittelpunkt drehbar, sondern um irgend einen anderen Punkt, so stellt sie sich stets so, dass die Resultante sämmtlicher auf sie wirkender Kräfte durch jenen Punkt geht. Ein interessantes Beispiel dieser Art hat Roget [1]) gegeben. Er befestigte eine Magnetnadel $N\,S$, Fig. 68, auf einem leichten Brettchen, das sich um einen gerade unter dem Pol S befindlichen Punkt auf einer Spitze drehen konnte. Ein Gegengewicht äquilibrirte das Gewicht der Nadel. Wurde nun in einiger Entfernung von der Nadel ein verticaler vom Strom durchflossener Leiter l aufgestellt, von dem nur der Durchschnitt mit der Ebene der Figur gezeichnet ist, so musste sich unter dem Einfluss des Stromes allein die Nadel so drehen, dass die horizontale Verbindungslinie des Poles N mit dem Leiter l auf der Axe $N\,S$ der Nadel vertical stand; denn nur so ging die auf dieser Verbindungslinie verticale, vom Strom auf den Pol N ausgeübte Kraft durch den Aufhängepunkt der Nadel.

Fig. 68.



Ist der Drath l dem Punkt S näher gerückt, als die Länge $N\,S$ der Nadel, so ist diese Einstellung derselben unmöglich. Sie bewegt sich dann so lange, bis sie auf der einen oder anderen Seite an den Drath anschlägt.

Eigentlich würden sich diese Versuche nur anstellen lassen, wenn die

[1]) Roget, Darstellung des Elektromagnetismus. Deutsch v. Kottenkamp. 1847. S. 28.

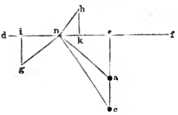
Nadel in der auf der Inclinationsrichtung verticalen Ebene schwingt, und der Stromesleiter auf dieser vertical steht. In der Horizontalebene wird die Lage der Nadel durch die Wirkung des Erdmagnetismus geändert.

Die weitere Ausführung dieser Betrachtungen bietet keine Schwierigkeiten, wenn sie für specielle Zwecke erforderlich ist [1]).

Es hat keine Schwierigkeit, die Einwirkung mehrerer unendlich lan- 92
ger, verschieden gerichteter und gleich- oder ungleichlaufender Ströme auf eine Magnetnadel zu untersuchen. In den meisten Fällen bietet diese Aufgabe kaum mehr Interesse, als ein blosses Uebungsbeispiel. Wir wollen deshalb nur einen besonders interessanten Fall betrachten [2]).

Durch zwei parallele und auf der Ebene des magnetischen Meridianes verticale, senkrecht unter einander liegende Dräthe werde ein Strom in entgegengesetzter Richtung geleitet. Bringt man nun über den oberen oder unter den unteren Drath eine in einer Horizontalebene bewegliche Magnetnadel, so wird sie so abgelenkt, als wenn auf sie nur der ihr zunächst liegende Drath wirkte. Wird sie nun nach Ost oder West in einer gegen die Ebene des Drathes verticalen Richtung verschoben, so nimmt die Ablenkung allmälig bis Null ab und kehrt sich bei weiterer Verschiebung um. Je weiter die Nadel dabei über oder unter dem ihr benachbarten Drath sich befindet, desto weiter muss sie verschoben werden, um das Umkehrungsphänomen zu zeigen. Aus den Beobachtungszahlen, welche Seebeck in Bezug hierauf erhalten hat, folgerte Hansteen [3]), dass die Wendepunkte der Ablenkung der Nadel sich in einer Hyperbel befinden, deren Scheitel in den der Nadel zunächst liegenden Drath fällt. Hieraus schloss Hansteen weiter, dass die Kraft, mit der die Ströme in den beiden Dräthen auf die Pole der Nadel wirken, ganz wie es Biot und Savart direct gefunden, dem Abstand derselben von den Dräthen umgekehrt proportional sei (eigentlich der 1,018ten Potenz).

Fig. 69.



Dieses von Seebeck beobachtete und von Hansteen berechnete Resultat ergiebt sich aus folgender Betrachtung. Es seien *a* und *c*, Fig. 69, die Durchschnitte der auf der Ebene des Papieres verticalen Dräthe mit der ersteren, *def* eine gegen die Linie *ac* verticale Linie in der Ebene des Papieres, auf der der eine Pol der Magnetnadel, z. B. der Nordpol *n*, von *e* nach *d* verschoben werde. Die Resultanten *nh* und *ng*

1) Siehe darüber von Feilitzsch, Karsten's Encyclopädie S. 33.* — 2) Seebeck, Abhandl. der Berl. Akademie. 1821. S. 289;* Schweigg. Journ. Bd. XXXII, S. 27.* — 3) Hansteen, Gilb. Ann. Bd. LXX, S. 175. 1822.*

der Wirkungen des Stromes in a und c auf n sind vertical auf den durch die Dräthe und n gelegten Ebenen und nach entgegengesetzten Seiten gerichtet, da beide Dräthe in entgegengesetzter Richtung von Strömen durchflossen werden. Nach dem Biot-Savart'schen Gesetz sind diese Resultanten

$$n\,h = \frac{const}{n\,a}, \quad n\,g = \frac{const}{n\,c}.$$

Zerlegt man dieselben nach der Richtung $d\,c$, so sind die betreffenden Componenten:

$$n\,k = \frac{\cos h\,n\,k}{n\,a}\, const, \quad n\,i = \frac{\cos i\,n\,g}{n\,c}\, const \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Ist nun $n\,c = y$, $c\,a = x$, $a\,c = r$, so ist $n\,a^2 = y^2 + x^2$, $n\,c^2 = y^2 + (r + x)^2$, $\cos h\,n\,k = \cos n\,a\,c = \frac{c\,a}{n\,a}$, $\cos i\,n\,g = \cos n\,c\,c = \frac{c\,c}{n\,c}$.

Bei Einführung dieser Werthe in die Gleichungen (1) erhält man

$$n\,k = \frac{x}{y^2 + x^2}\, const, \quad n\,i = \frac{r + x}{y^2 + (r + x)^2}\, const.$$

Sollen beide Ströme a und c zusammen kein Drehungsmoment auf die Nadel ausüben, dieselbe also in der ihnen parallelen Ruhelage verharren, so muss $n\,k = n\,i$ sein, d. i.

$$\frac{x}{y^2 + x^2} = \frac{r + x}{y^2 + (r + x)^2} \quad \text{oder} \quad x^2 + x\,r = y^2.$$

Dies ist aber die Gleichung einer Hyperbel, deren Scheitelpunkte in a und c liegen [1]).

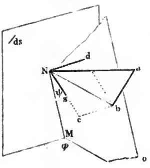
93 Vermittelst des Biot-Savart'schen Gesetzes lässt sich das Drehungsmoment berechnen, das ein Stromelement, welches sich in irgend einer Lage befindet, auf die Pole einer in irgend einer Ebene drehbaren Magnetnadel ausübt.

Es sei ds (Fig. 70) das Element, N der eine Pol der Magnetnadel NS, welche sich in der Ebene NO um ihre Axe drehen kann. Dann steht die Resultante $Na = R$ der Wirkung von ds auf N auf der durch ds und N gelegten Ebene senkrecht, welche die Ebene NO in der Linie NM schneide und gegen sie um den Winkel φ geneigt sei. Legt man nun durch Na eine auf den Ebenen Nds und ON senkrechte Ebene aNb, und projicirt in dieser Na auf die Ebene NO, so ist die Projection Nb die Componente der Kraft Na in der Drehungsebene NO der Nadel. Sie ist $Nb = Na \sin Nab$. Wollen wir das durch diese Kraft auf die Nadel

[1]) In ähnlicher Weise hat von Feilitzsch auch die Wirkung einer Reihe paralleler und in einer Ebene liegender, von entgegengesetzten Strömen durchflossener Dräthe auf eine über ihnen befindliche Nadel berechnet, und die Rechnung durch das Experiment bestätigt gefunden. Karsten's Encyclopädie, S. 47; Pogg. Ann. Bd. LXXXVII. S 427. 1852.*

ausgeübte Drehungsmoment bestimmen, so müssen wir sie in zwei Componenten zerlegen, deren eine Nc in die Richtung der Nadel fällt und unthätig bleibt, deren zweite $Nd = cb$ auf ihr senkrecht ist. Die letztere

Fig. 70.



ist $Nd = cb = Nb \sin bNc = Na . \sin Nab . \sin bNc$. Winkel Nab ist der Winkel zwischen den auf den Ebenen dsN und NO errichteten Lothen aN und ab, also gleich $180^0 - \varphi$, d. h. $\sin Nab = \sin \varphi$. Winkel bNc ergänzt den Winkel $cNM = \psi$ zu 90^0, welcher letztere der Winkel zwischen der Nadel NS und der Durchschnittslinie NM der Ebenen dsN des Elementes und der Drehungsebene NO der Nadel ist. Somit ist $\sin bNc = \cos \psi$, also das auf den Pol N ausgeübte Drehungsmoment

$$Nd = R . \sin \varphi . \cos \psi.$$

Ist die Nadel NS gegen ihre Entfernung vom Element klein, so wird die auf den Pol S ausgeübte und gegen die Axe der Nadel senkrechte Kraft der Kraft Nd gleich und entgegengesetzt sein.

Da in der Formel die Richtung des Elementes ds nicht vorkommt, so bleibt das von demselben auf den Pol N ausgeübte Drehungsmoment ungeändert, wenn dasselbe bei gleichbleibendem Abstand von N und gleichbleibender Neigung gegen seine Verbindungslinie mit N in der Ebene dsN verschoben wird. Wird ferner der Neigungswinkel der Ebene Nds des Elementes und der Drehungsebene der Nadel NO gleich 0 oder 180^0, d. i. fällt das Element in die Ebene der Nadel, so ist $\sin \varphi = 0$, also $Nd = 0$; der Strom in ds übt auf die Nadel kein Drehungsmoment aus (vergl. §. 82). Steht dagegen die Ebene Nds des Elementes senkrecht auf der Ebene der Nadel, so ist das Drehungsmoment ein Maximum. Ebenso nimmt dasselbe bei gleichbleibender Neigung der Ebenen Nds und NO von Null bis zu einem Minimum ab, wenn die Nadel Ns einen allmälig bis 90^0 wachsenden Winkel mit der Durchschnittslinie beider Ebenen bildet [1]).

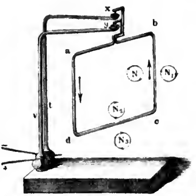
Wie sich bei diesen Versuchen eine Anziehung und Abstossung eines Magnetes durch einen Strom zeigt, so kann man umgekehrt eine Anziehung und Abstossung eines vom Strom durchflossenen Leiters durch einen Magnet nachweisen. 94

Hängt man daher einen Drath Fig. 71 (a. f. S.), am Ampère'schen Statif auf, welcher in der Richtung der beigezeichneten Pfeile vom Strome durchflossen ist, und nähert ihm einen Stahlmagnet von vorn,

[1]) Vergl. auch Buff, Grundzüge der Physik. 1853. S. 381.*

so dass der Nordpol N desselben nach hinten gerichtet ist, derselbe also durch einen in der Richtung des um N angegebenen Pfeiles seinen Magnetismus erhalten hat, so wird der bewegliche Drath von dem Magnetpol abgestossen. Befindet sich der Magnetpol in N_1, also auf der anderen Seite des Drathes, so tritt dagegen eine Abstossung ein. Ebenso werden die horizontalen Theile des Leiters abgestossen, wenn der Magnet in N_2, angezogen, wenn er sich in N_3 befindet. Würde der Magnetstab in umgekehrter Richtung dem aufgehängten Drath genähert, so dass sein Südpol nach hinten gerichtet ist, so würde an Stelle der Anziehung eine Abstossung eintreten, und umgekehrt.

Fig. 71.



Sehr bequem lassen sich diese Erscheinungen mit de la Rive's schwimmenden Strömen (§. 47) nachweisen.

In ähnlicher Weise beobachtete Davy [1]), dass Platindräthe, welche auf einer Messerschneide balancirt waren und durch die ein Strom geleitet wurde, beim Annähern eines Magnetes sich bewegten.

V. Vergleichung des Verhaltens der Magnete und Solenoide.

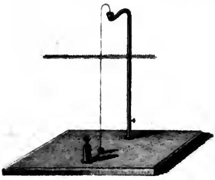
95 Wir haben nun zu zeigen, dass die Wirkungen eines Magnetes auf ein Stromelement, sowie die Wirkung zweier Magnete auf einander sich auf die Annahme von Molekularströmen in ihnen zurückführen lassen, die ihre Axe umkreisen. Wir werden diesen Nachweis führen, indem wir den Magnet als linear betrachten und somit seine Wirkungen nach aussen mit denen eines Solenoides parallelisiren. Dickere Magnetstäbe können wir immer als Bündel linearer Stäbe oder einzelner Solenoide ansehen.

Zuerst kann man die so eben ausgesprochene Analogie durch das Experiment begründen, indem man annähernd ein Solenoid darzustellen versucht [2]). Man windet eine gerade Drathspirale, Fig. 72, von übersponnenem Kupferdrath, und leitet die Enden ihres Drathes durch ihre Axe bis zu ihrer Mitte zurück; führt sie sodann nach oben und unten und versieht sie mit Stahlspitzen, welche in Quecksilbernäpfchen eingehängt werden. Leitet man durch diese Spirale einen Strom,

[1]) Davy, Phil. Trans. 1821, p. 17.* — [2]) Ampère, Ann. de Chim. et de Phys. T. XV, p. 172. 1820;* théorie p. 323 u. flgde.

so kann man bei der Kleinheit ihrer Windungen jedes Element des Stromes in den letzteren in zwei Elemente zerlegen, von denen das eine in die Richtung der Axe der Spirale fällt, das andere auf derselben vertical steht. Die Wirkung der Ströme in den ersteren Componenten nach aussen heben sich mit den Wirkungen des Stromes in den durch die Axe der Spirale gezogenen Dräthen auf. Die anderen Componenten stellen vereint kleine Kreisströme dar, welche um die Axe der Spirale in Ebenen kreisen, die gegen dieselbe vertical sind, und somit ein Solenoid bilden, so weit wir ihre Ausdehnung als sehr klein betrachten können. Würde man die Dräthe von den Enden der Spirale aus sogleich nach aussen hin in Quecksilbernäpfchen leiten, so würden sich jene der Axe parallelen Componenten nicht aufheben, und einen geradlinigen Strom in der Richtung der Axe der Spirale darstellen, auf den genäherte Magnete u. s. f. noch besonders einwirkten.

Fig. 72.



Nähert man den Enden dieses Solenoides den Nord- oder Südpol eines Magnetes, so werden dieselben angezogen oder abgestossen, je nachdem die supponirten Molekularströme im Magnet den Strömen im Solenoid gleich- oder entgegengerichtet sind. Es verhält sich hierbei wiederum das Ende des Solenoides wie ein Nordpol eines Magnetes, welches zur Linken eines Beobachters liegt, der in den Windungen desselben mit dem positiven Strome fortschwimmt und die Axe des Solenoides betrachtet.

Man kann auch bei diesen Versuchen das Solenoid nach Art der schwimmenden Ströme von de la Rive (§. 47) auf einem Kork befestigen, die Enden desselben durch letzteren leiten, unterhalb an dieselben eine Zink- und eine Kupferplatte löthen, und so den Kork auf saurem Wasser schwimmen lassen. Man bedarf dann keiner besonderen Säule.

Die Wirkung des Solenoides auf eine über demselben aufgehängte Magnetnadel ist nur gering, da bei der geringen Weite der Windungen die Wirkungen der einander diametral gegenüberstehenden Theile derselben sich nahezu aufheben.

Noch deutlicher und vollständiger ergiebt sich die Analogie zwischen 96
den Magneten und Solenoiden aus den folgenden mathematischen Betrachtungen:

Wir wollen zuerst die Wirkung eines Magnetpoles auf ein Stromelement mit der eines einseitig begränzten Solenoids auf dasselbe vergleichen.

Bezeichnet man den Abstand eines Poles m des Magnetes vom Stromelement ds mit l, den Winkel zwischen ds und l mit $(l\,ds)$, den Magnetismus des Magnetpoles mit m, die Intensität des Stromes in ds mit i, so ist nach dem Biot-Savart'schen Gesetz die Wirkung auf das Element, welche auf der durch das Element ds und der Verbindungslinie l desselben mit m gelegten Ebene senkrecht steht:

$$W = \frac{i\,m\,.\,ds \sin\,(l\,ds)}{l^2}.$$

Wir haben schon §. 34 berechnet, dass die Einwirkung R eines nach einer Seite unendlich verlängerten Solenoids auf ein Element ds (absolut genommen) durch die Formel

$$R = \frac{1}{2}\,\frac{i\,i_l ds\,.\,\lambda\,\alpha \sin\,(l\,d\,s)}{l^2}$$

dargestellt wird, wo l der Abstand des Elementes ds von dem ihm zunächst liegenden Ende des Solenoids, i und i_l die Intensitäten der Ströme im Element und dem Solenoid, λ der Flächenraum jedes geschlossenen Stromes des Solenoids, α die Zahl dieser Ströme auf der Längeneinheit des Solenoids ist, und R auf der durch l und ds gelegten Ebene senkrecht steht.

Die Werthe R und W werden identisch, wenn

$$m = \frac{1}{2}\,i_l\,\lambda\,\alpha$$

ist. — Wir können also auch hier die Wechselwirkung zwischen einem Magnetpol und einem Elemente durch die Wirkung eines einseitig unendlich verlängerten Solenoids auf das Element darstellen.

97 Wir wollen nun die Wirkung eines unendlich kleinen Magnetes mit der eines unendlich kleinen geschlossenen Stromes auf ein Element eines zweiten Stromes vergleichen.

Das Element liege in dem Anfangspunkte der Coordinaten, und falle mit der Z-Axe zusammen; seine Länge sei dz_l, die Intensität des dasselbe durchfliessenden Stromes sei i_l, die Coordinaten des Schwerpunktes des kleinen geschlossenen Stromes seien x, y, z, seine Intensität i, der von ihm umkreiste Flächenraum λ, sein Abstand vom Element dz_l gleich l. Dann sind nach §. 32 die Componenten der Wirkung desselben auf das Element dz_l, da $dx_l = dy_l = 0$:

$$X = +\,\frac{1}{2}\,i\,i_l\lambda\,\frac{d\left(\frac{y}{l^3}\right)}{dq}\,dz_l,\quad Y = -\,\frac{1}{2}\,i\,i_l\,\lambda\,\frac{d\left(\frac{x}{l^3}\right)}{dq}\,dz_l,\quad Z = 0.$$

wo dq die Länge eines unendlich kleinen auf die Ebene des Stromes λ

errichteten Lothes ist, welches das Differential des Abstandes derselben vom Coordinatenanfangspunkt darstellt.

Denken wir uns nun einen kleinen Magnet, dessen Axe auf der Ebene des kleinen Stromes λ senkrecht steht, dessen Länge ε ist; es seien die an seinen beiden Endpunkten angehäuften magnetischen Fluida $+\mu$ und $-\mu$, so wirkt das Fluidum $+\mu$ auf das Element $dz_{\prime}$ mit einer Kraft, die senkrecht auf dem Elemente $dz_{\prime}$ und der Linie l steht, also in der XY-Ebene liegt und die gleich ist:

$$K_{+\mu} = i_{\prime} dz_{\prime} . \mu \frac{\sin (l . z)}{l^2} = i_{\prime} dz_{\prime} \mu \frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{l^3},$$

wo $(l.z)$ den Winkel zwischen dem Element $dz_{\prime}$ oder der Z-Axe und der Verbindungslinie l desselben mit dem unendlich kleinen Magnet bedeutet.

Die Componente dieser Kraft, welche mit der X-Axe zusammenfällt, ist demnach

$$X_{+\mu} = i_{\prime}\, dz_{\prime}\, \mu \frac{y}{l^3}.$$

Um die Wirkung des zweiten Poles des Magnetes nach der Richtung der X-Axe zu erhalten, müssen wir berücksichtigen, dass der Werth $\frac{y}{l^3}$ sich ändert, wenn wir auf der Axe des Magnetes, welche mit der Richtung des Lothes q zusammenfällt, vom ersten zum zweiten Pol um die Länge ε fortschreiten. Wir müssen daher $\frac{y}{l^3}$ als Function von q betrachten und den betreffenden Werth der Function für $q + \varepsilon$ entwickeln. Dann erhalten wir mit Vernachlässigung der Glieder, welche die höheren Potenzen des kleinen Werthes ε enthalten,

$$f(q + \varepsilon) = f(q) + \varepsilon \frac{df(q)}{dq} = \frac{y}{l^3} + \varepsilon \frac{d\left(\frac{y}{l^3}\right)}{dq}.$$

Demnach ist die X-Componente der Wirkung dieses zweiten Poles

$$X_{-\mu} = - i_{\prime}\, dz_{\prime}\, \mu \left(\frac{y}{l^3} + \varepsilon \frac{\left(\frac{y}{l^3}\right)}{dy} \right)$$

und die gemeinsame Wirkung beider Pole

$$X_{\pm\mu} = - i_{\prime} dz_{\prime} \mu \varepsilon . \frac{d\left(\frac{y}{l^3}\right)}{dq} = - \frac{i_{\prime} dz_{\prime} \mu \varepsilon}{l^3} \left(\frac{dy}{dq} - \frac{3y}{l} \frac{dl}{dq} \right).$$

Ebenso ist die Y-Componente dieser Wirkung

$$Y_{\pm\mu} = + i_{\prime} dz_{\prime} \mu \varepsilon . \frac{d\left(\frac{x}{l^3}\right)}{dq} = + \frac{i_{\prime} dz_{\prime} \mu \varepsilon}{l^3} \left(\frac{dx}{dq} - \frac{3x}{l} \frac{dl}{dq} \right).$$

Es ist ersichtlich, dass diese Werthe völlig mit den Componenten der Wirkung des kleinen geschlossenen Stromes auf das Element dz_I zusammenfallen, wenn (bei Umkehrung des Magnetes)

$$\frac{1}{2} i_I \lambda = \mu \varepsilon$$

ist.

Wir können die Länge des kleinen Magnetes ε beliebig wählen, müssen dafür aber den Werth μ so abändern, dass das Product $\mu\varepsilon$, das „Moment des Magnetes" constant bleibt. Von diesem allein ist seine Wirkung auf das Stromelement abhängig.

Da man nun jedes Stromelement eines kleinen geschlossenen Stromes, mithin ihn selbst in seiner Wirkung auf ein anderes Stromelement durch seine Projectionen auf drei den Coordinatenebenen parallele, durch seine Mitte gelegte Ebenen ersetzen kann, so können wir auch die Wirkungen des den geschlossenen Strom ersetzenden, auf seiner Ebene verticalen kleinen Magnetes durch drei Magnete von gleichem Magnetismus wie jener ersetzen, deren Längen aber die Projectionen desselben auf drei durch denselben gelegte, den Coordinatenaxen parallele Linien sind.

98 Nach dieser Betrachtung können wir die oben gegebenen Formeln noch umändern. Wir wollen dabei annehmen, der Mittelpunkt M des auf das im Coordinatenanfangspunkt befindliche Element dz_I wirkenden Magnetes NS falle in die YZ-Ebene.

Die Wirkungen der Projectionen des Magnetes NS auf die durch M parallel den Axen gelegten Linien stehen stets vertical auf der durch ihre Pole und dz_I gelegten Ebene, sind also der XY-Ebene parallel. Wir können so aus den Formeln des §. 97 die Componenten dieser Wirkungen nach der X- und Y-Axe berechnen.

Für die auf der YZ-Ebene senkrecht stehende Projection des Magnetes ist $dq = dx$, $dy = 0$, $dl = 0$, $x = 0$, also

$$X = 0, \qquad Y = \frac{i_I dz_I \mu \varepsilon}{l^3}.$$

(Vergleiche die analoge Formel (§. 30) für die Einwirkung eines kleinen geschlossenen Stromes auf ein in seiner Ebene liegendes Element.)

Für die Projection des Magnetes, welche mit der Y-Axe parallel ist, also auf der Richtung des Elementes dz_I vertical steht, ist $dq = dy$, $dx = 0$. Bezeichnen wir nun den Winkel, den die Verbindungslinie von dz_I mit der Axe des Magnetes macht, mit ψ, so ist $\frac{dl}{dq} = \cos\psi$; $\frac{y}{l} = \cos\psi$, also

$$X = -\frac{i_I dz_I \mu \varepsilon}{l^3}(1 - 3\cos^2\psi), \qquad Y = 0.$$

Für die der Z-Axe parallele, d. i. dem Element dz_1 gleichgerichtete

Projection ist $dq = dz_l$, $dx = 0$, $dy = 0$, $x = 0$. Nennen wir hier den Winkel zwischen der Linie $dz_l M$ und der Axe des Magnetes ψ_l, so ist

$$\frac{dl}{dq} = \cos\psi_l,\ \frac{y}{l} = \sin\psi_l, \text{ also}$$

$$X = +\frac{3 i_l dz_l \mu \varepsilon}{l^3}(\cos\psi_l \sin\psi_l) = +\frac{3 i_l dz_l \mu \varepsilon}{2 l^3}(\sin 2\psi_l),\quad Y = 0$$ [1].

Für die Wirkungen eines kleinen geschlossenen Stromes auf ein Stromelement erhalten wir selbstverständlich dieselben Formeln, wenn wir den Winkel, welchen die Verbindungslinie des Elementes mit dem Schwerpunkt des Stromes mit dem auf der Ebene des Stromes in diesem Punkt errichteten Loth bildet, wiederum mit ψ bezeichnen, und in obigen Formeln den Werth $\mu\varepsilon$ durch $\frac{1}{2} i_l \lambda$ ersetzen, wo λ der Flächenraum, i_l die Intensität des geschlossenen Stromes ist.

Ferner wollen wir die Wirkung eines unendlich kleinen geschlossenen Stromes von der Intensität i und dem Flächeninhalt λ auf einen Magnetpol vergleichen mit der eines auf dem geschlossenen Strom senkrecht stehenden unendlich kleinen Magnetes auf den Magnetpol. 99

Da wir §. 96 gesehen haben, dass wir für die Wechselwirkung eines Magnetpols und eines Stromelementes den Magnetpol durch ein nach einer Seite unendlich verlängertes Solenoid ersetzen können, so wird dasselbe geschehen können, wenn jenes Stromelement einem kleinen geschlossenen Strom angehört.

Sind die Coordinaten des dem Magnetpol entsprechenden Endes des Solenoids, $x_1\, y_1\, z_1'$, die des kleinen Stromes $x^1\, y^1\, z^1$, ist die Intensität der Ströme des Solenoids i_1, der Flächenraum derselben λ_1, ihre Zahl auf der Längeneinheit des Solenoids α, der Abstand der Punkte $x_1\, y_1\, z_1$ und $x^1\, y^1\, z^1$ gleich l, so haben wir §. 35 die X-Componente der Wechselwirkung des Stromes und Solenoids erhalten:

$$(X) = -\frac{1}{2}\, i i_1\, \lambda_l \alpha \frac{d\left(\frac{x_l - x^1}{l^3}\right)}{dq},$$

wo q das vom Anfangspunkte der Coordinaten auf die Ebene des kleinen Stromes gefällte Loth ist.

Hat der kleine auf dem geschlossenen Strom senkrecht stehende Magnet die Länge ε, ist der Magnetismus desselben $\pm\mu$, der des Magnetpoles, welchen das Solenoid ersetzt, gleich m, so finden wir ganz analog wie in den vorigen Paragraphen die X-Componente der Wechselwirkung beider:

---

[1]) Vergl. eine andere Ableitung von Weber, Pogg. Ann. Bd. LXXVII, S. 28. 1849.

$$(X) = -m\mu\varepsilon \frac{d\left(\frac{x_l - x^1}{l^3}\right)}{dq}.$$

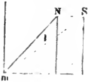
Auch hier können wir also die Wirkung des kleinen Stromes auf den Magnetpol m durch die eines unendlich kleinen Magnetes ersetzen, wenn für letzteren:

$$\mu\varepsilon = \tfrac{1}{2}\, i_l \lambda$$

ist. Auch hier ist die Wirkung des den geschlossenen Strom ersetzenden Magnetes nur von seinem Moment $\mu\varepsilon$ abhängig.

100 Aus dieser Formel leitet sich noch folgender Ausdruck für die Wirkung eines kleinen Magnetes NS (Fig. 73) vom Moment $\mu\varepsilon$ auf einen Magnetpol m ab. Der letztere falle mit dem Anfangspunkt der Coordinaten zusammen. Dann sind $x_1\, y_1\, z_1 = 0$. Der kleine Magnet liege in der XY-Ebene, seine Axe sei der X-Axe parallel. Dann sei der Winkel zwischen der Verbindungslinie des einen Pols S des Magnets mit dem Magnetpol und der Axe NS des Magnetes $\angle mSN = \psi$, so ist:

Fig. 73.



$$dq = dx, \quad dy = 0, \quad dl = dq \cdot \cos\psi.$$

Die Componenten der Wirkung werden also:

$$X = m\mu\varepsilon \frac{d\left(\frac{x}{l^3}\right)}{dq} = \frac{m\mu\varepsilon}{l^3}\left(\frac{dx}{dq} - \frac{3x}{l}\frac{dl}{dq}\right) = \frac{m\mu\varepsilon}{l^3}\left(1 - 3\cos^2\psi\right).$$

$$Y = m\mu\varepsilon \frac{d\left(\frac{y}{l^3}\right)}{dq} = \frac{m\mu\varepsilon}{l^3}\left(\frac{dy}{dq} - \frac{3y}{l}\frac{dl}{dq}\right) = 3\,\frac{m\mu\varepsilon}{l^3}\sin\psi\cos\psi.$$

also die Resultante:

$$R = \sqrt{X^2 + Y^2} = \frac{1}{l^3}\, m\mu\varepsilon\, \sqrt{1 + 3\cos^2\psi}.$$

Für die Wirkung des kleinen geschlossenen Stromes auf den Magnetpol m erhält man auf dieselbe Weise:

$$R = -\frac{i_1 \lambda m}{2 l^3}\sqrt{1 + 3\cos^2\psi}.$$

101 Denselben Satz hat W. Weber [1]) auch aus einem für viele Anwenddungen wichtigen Lehrsatz von Gauss [2]) abgeleitet:

In A (Fig. 74) liege ein kleiner Magnet ns von der Länge ε, dessen Magnetismus an beiden Polen $\pm\mu$ betrage. Sein magnetisches Moment ist also $M = \varepsilon\mu$. In C befinde sich in grösserer Entfernung von ns der Magnetpol m. Errichtet man auf AC in C das Loth CB, verlängert ns

[1]) W. Weber, Pogg. Ann. Bd. LV, S. 33;* Elektrodyn. Maassbest. I, S. 53.* — [2]) Gauss, Resultate des magn. Vereins. 1837, S. 23* und 1840, S. 26.*

bis B und theilt AB in D, so dass $AD = \frac{1}{3} AB$ ist, so ist CD die Richtung der von ns auf C ausgeübten Kraft, und die Grösse derselben: $\frac{CD}{AD} \cdot \frac{M}{AC^3}$. Dieselbe ist von C nach D gerichtet, wenn die Pole C und s gleichnamig, entgegengesetzt von D nach C gerichtet, wenn sie ungleichnamig sind.

Es sei AC der X-, CB der Y-Axe parallel, so ist die X- und Y-Componente der Wirkung von ns auf C:

$$X = -\frac{m\mu}{Cn^2} \cos ACn + \frac{m\mu}{Cs^2} \cos ACs,$$

$$Y = \frac{m\mu}{Cn^2} \sin ACn + \frac{m\mu}{Cs^2} \sin ACs.$$

Wegen der Kleinheit der Winkel ACn nnd ACs können wir:

$$\cos ACn = \cos ACs = 1, \; \sin ACn = \sin ACs = \tfrac{1}{2} \frac{\varepsilon}{AC} \frac{CB}{AB} \text{ setzen.}$$

Ferner ist zu setzen: $\frac{1}{Cs^2} - \frac{1}{Cn^2} = \frac{\varepsilon}{AB}\left(\frac{1}{Cs^2} + \frac{1}{CN^2}\right) = \frac{2\varepsilon}{AB \,.\, AC^2}$,

also $$X = \frac{2\,Mm}{AB \,.\, AC^2} \qquad Y = \frac{CB}{AB} \frac{Mm}{AC^3},$$

daher die Resultante:

$$R = \sqrt{X^2 + Y^2} = \frac{Mm}{AB \,.\, AC^3} \sqrt[2]{4\,AC^2 + BC^2}.$$

Verlängert man CA bis E, so dass $AE = AC$ und zieht BF parallel CD, so ist $BE = \sqrt{CE^2 + CB^2} = \sqrt{4\,AC^2 + BC^2}$. — Dann ist: $\triangle BCE \cong BCF$, also $BE = BF = 3\,CD$, und $AB = 3\,AD$, also

$$R = \frac{CD}{AD} \frac{Mm}{AC^3} \text{ w. z. b. w.}$$

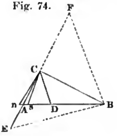
Setzt man $AC = l$, $\angle sAC = \psi$, und beachtet, dass in $\triangle DAC$: $AC = AB \cos DAC = 3\,AD \cos\psi$ und zugleich $CD^2 = AC^2 + AD^2 - 2\,AC \,.\, AD \cos\psi = AD^2\,(1 + 3\cos^2\psi)$ ist, so folgt:

$$R = \frac{Mm}{l^3} \sqrt{(1 + 3\cos^2\psi)} \text{ wie oben.}$$

Bildet man die Ausdrücke $\frac{X}{R}$ und $\frac{Y}{R}$, so ergiebt sich, dass auch die Richtung der Resultante R mit CD zusammenfällt.

Aus diesem Satze folgt unter Anderen: Ist C der Pol einer Magnetnadel, die sich unter Einfluss des Erdmagnetismus in den mit CD zusammenfallenden magnetischen Meridian einstellt, und soll ein horizontaler entfernter in A liegender Magnet ns, dessen Axe auf dem Meridian senkrecht steht, das Azimuth derselben nicht ändern, so muss die Resultante der Wirkungen von ns auf C mit CD zusammenfallen. — In diesem Fall ist

Fig. 74.



in der Figur $\angle ADC = 90^0$, also $tg\,ACD = \frac{AD}{DC} = \frac{AD}{\sqrt{AD.DB}} = \sqrt{1/_2}$.
Die Verbindungslinie AC der Nadel mit dem Magnet muss also mit dem Meridian einen Winkel $ACD = 35^0\,16'$ machen. — Die Directionskraft der Magnetnadel in C ändert sich dadurch um $\frac{m\mu}{A\,C^3}\sqrt{2}$, wo m und μ die Momente der beiden Magnete sind.

102 Die X-Componente der Wirkung zweier kleiner geschlossener Ströme von den Intensitäten i und i_1 und den Flächenräumen λ und λ_1, deren Coordinaten xyz, $x_1 y_1 z_1$ sind, haben wir §. 33 gefunden:

$$X = -\frac{1}{2}\, i i_1\, \lambda \lambda_1 \frac{d^2\left(\frac{x_1 - x}{l^3}\right)}{dq\,dq_1};$$

wo wiederum dq und dq_1 die kleinen auf den Stromebenen errichteten Lothe sind, welche die Differentiale ihrer Abstände vom Coordinatenanfangspunkt darstellen.

Sind die kleinen Ströme durch zwei Magnete von der Länge ε und ε_1, den Magnetismen $\pm\mu$ und $\pm\mu_1$ ersetzt, deren Axen auf ihnen senkrecht stehen, so ist nach §. 99 die X-Componente der Wirkung des einen derselben auf den einen Pol $+\mu_1$ des anderen dargestellt durch:

$$X_{+\mu_1} = -\mu_1 \mu\, \varepsilon \frac{d\left(\frac{x_1 - x}{l^3}\right)}{dq}.$$

Wollen wir dieselbe Wirkung für den anderen Pol $-\mu_1$ des Magneten berechnen, so müssen wir X als Function des Werthes q_1 betrachten, und den betreffenden Werth für $q_1 + \varepsilon_1$ entwickeln. Dann ist:

$$X_{-\mu_1} = +\mu_1 \mu\, \varepsilon \left[\frac{d\left(\frac{x_1 - x}{l^3}\right)}{dq} + \varepsilon_1 \frac{d^2\left(\frac{(x_1 - x)}{l^3}\right)}{dq\,dq_1}\right]$$

also die gemeinsame Wirkung beider Pole:

$$X_{\pm\mu_1} = \mu\mu_1\, \varepsilon\varepsilon_1 \frac{d^2\left(\frac{x_1 - x}{l^3}\right)}{dq\,dq_1} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

Die Y- und Z-Componenten würden sich in gleicher Weise entwickeln. — Die Ausdrücke für die Wechselwirkung der beiden kleinen Ströme und Magnete werden identisch, wenn:

$$1/_2\, i i_1\, \lambda\lambda_1 = \mu_1 \mu\, \varepsilon\varepsilon_1$$

ist. Sind die Flächenräume und Intensitäten der Ströme, die Momente $\mu\,\varepsilon$ und $\mu_1\,\varepsilon_1$ der Magnete gleich, so ist auch:

$$1/_2\, i^2 \lambda^2 = \mu^2 \varepsilon^2, \text{ also}$$

$$\mu\,\varepsilon = i\lambda \sqrt{1/_2}.$$

Zum Schluss vergleichen wir auch noch die Wirkung zweier Magnetpole auf einander mit der zweier nach einer Seite unendlich verlängerter Solenoide auf einander, deren Endpunkte dieselbe Lage haben wie die Pole der Magnete. 103

Es zogen sich nach §. 36 die in der Endlichkeit liegenden Enden der Solenoide mit einer Kraft an, welche dem Quadrat ihrer Entfernung umgekehrt entsprach, und dem Product der Flächenräume λ' und λ_1 der Molekularströme sowie dem Product der Intensitäten i' und i_1 derselben und dem Product ihrer Anzahl α^1 und α_1 auf der Längeneinheit des Solenoides direct proportional war. So ergab sich absolut genommen:

$$R = {}^1/_2\, i_1\, i^1\, \lambda_1\, \lambda^1\, \alpha_1\, \alpha^1\, \frac{1}{l^2}.$$

Die Wirkung zweier Magnetpole auf einander, die die magnetischen Fluida m und μ enthalten, und in der Entfernung l von einander sich befinden, ist aber nach §. 80:

$$= \frac{m\mu}{l^2}.$$

Dieser Werth wird mit dem oben gegebenen theoretisch gefundenen Resultat identisch, wenn man:

$$m\mu = {}^1/_2\, i_1\, i^1\, \lambda_1\, \lambda^1\, \alpha_1\, \alpha^1 \text{ setzt.}$$

Ist $m = \mu$, so ist auch $i_1\, \lambda_1\, \alpha_1 = i^1 \lambda^1 \alpha^1$, also

$$m = \mu = i_1\, \lambda_1\, \alpha_1 \sqrt{{}^1/_2}.$$

Es lässt sich mithin das Gesetz der Einwirkung zweier Magnetpole auf einander auch unmittelbar aus der Annahme ableiten, dass die einzelnen Moleküle der Magnete von Molekularströmen umflossen sind.

Sind die beiden auf einander wirkenden Magnete begrenzt, und bezeichnet man die Coordinaten ihrer Pole so wie deren Abstände mit den Indices ^{1} und ^{0}, so setzt sich die X-Componente der Wirkung aus den gegenseitigen Anziehungen und Abstossungen der Pole $\pm m$ und $\pm \mu$ zusammen. Diese ist dann:

$$X = m\,\mu \left(\frac{x_1 - x^1}{l_1^{\,13}} + \frac{x_0 - x^0}{l_0^{03}} - \frac{x_1 - x^0}{l_1^{03}} - \frac{x_0 - x^1}{l_0^{\,13}} \right).$$

Auch diese Formel ist identisch mit der für die Wechselwirkung zweier begrenzter Solenoide erhaltenen Formel, wenn wir dieselbe Substitution wie oben für $m\mu$ vornehmen.

Wir können somit die Wechselwirkung zwischen zwei Magneten und einem galvanischen Strom und Magnet stets dadurch darstellen, dass wir die Magnete durch Solenoide ersetzen. So haben wir denn nur die Anziehungen und Abstossungen der Ströme der Solenoide gegen einander und gegen andere Ströme zu betrachten, welche Kräfte ganz analog wie die übrigen Anziehungskräfte in der Richtung der Verbindungslinie der einzelnen Elemente der auf einander wirkenden Ströme thätig sind. — Würden wir dagegen die von den Magneten ausgehenden Kräfte als ganz

besondere ansehen, so würde die Wechselwirkung zwischen denselben und den Stromelementen nach dem Biot-Savart'schen Gesetz senkrecht gegen die durch das Element und die Magnetpole gelegten Ebenen wirken. Man würde auf diese Weise ausser jenen Anziehungskräften noch neue Naturkräfte annehmen müssen, die ähnlich den Kräftepaaren wirkten. Es scheint aber natürlicher, nur Kräfte der ersten Art anzunehmen, wenn man durch diese alle Erscheinungen erklären kann.

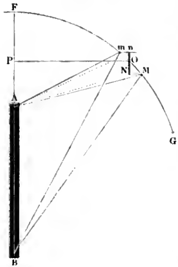
VI. Rotationen bei der Wechselwirkung von Strömen und Magneten.

A. Allgemeine Theorie der Rotationen.

104 Da wir nach dem Vorhergehenden jeden geschlossenen Strom bei seiner Wirkung auf die Elemente eines zweiten Stromes stets durch einen Magnet ersetzen können, da wir ferner eine Rotation eines Stromelementes durch einen geschlossenen Strom hervorbringen können, so wird es auch möglich sein, durch die Einwirkung eines Magnetes auf ein Stromelement eine Rotation des einen oder anderen herzustellen.

Wir werden zuerst die allgemeinen Gesetze dieser Rotationen betrachten und dann dieselben in einer Reihe von speciellen durch das Experiment geprüften Fällen darstellen, wobei wir zugleich die mehr elementaren, wenn auch nicht immer ganz ausreichenden Erklärungen derselben beifügen wollen.

Fig. 75.



Die Gesetze der Rotation eines Magnetes um ein Stromelement und umgekehrt können durch eine einfache Betrachtung aus dem Biot-Savart'schen Gesetze[1]) gefolgert werden.

Sind A und B (Fig. 75) die Pole eines Magnetstabes, ist mM ein Element des Stromes, so stehen die (in der Figur nicht gezeichneten) Resultanten OC und OD der Wirkungen von A und B auf Mm senkrecht auf den Ebenen AmM und BmM und wirken an dem Halbirungspunkt O des Elementes.

[1]) Ampère, Ann. de Chim. et de Phys. T. XXXVII. p. 113. 1828.*

Ist der Abstand des Elementes von A gleich r, der von B gleich r_I, sind die Winkel zwischen der Richtung des Elementes und seinen Verbindungslinien mit den Polen $\angle MmA = w$ $\angle MmB = w_I$, ist ferner der in A und B angehäufte Magnetismus des Magnetes $\pm\mu$, und die Länge des Elementes $mM = ds$, so ist:

$$OC = \frac{\mu\, ds \sin w}{r^2} \qquad OD = -\frac{\mu\, ds \sin w_I}{r_I^2}.$$

Die Flächen der Dreiecke AmM und BmM sind aber, wie sich leicht findet, gleich $\frac{r \sin w\, ds}{2}$ und $\frac{r_I \sin w_I\, ds}{2}$. Bezeichnet man die doppelten Flächen derselben mit dv und dv_I, so erhält man:

$$OC = \frac{\mu\, dv}{r^3} \qquad OD = -\frac{\mu\, dv_I}{r_I^3}.$$

Wollte man die gemeinsame Wirkung beider Kräfte nach einer gegen OC und OD um die Winkel ε und ε_I geneigten Linie OE bestimmen, so muss man die Wirkung OC mit $\cos \varepsilon$, OD mit $\cos \varepsilon_I$ multipliciren und beide Werthe addiren.

Bezeichnet man nun die doppelten Projectionen der Dreiecke AmM und BmM auf eine auf OE senkrechte Ebene mit du und du_I, so ist $\cos \varepsilon = \frac{du}{dv}$, $\cos \varepsilon_I = \frac{du_I}{dv_I}$, also die Wirkung in der Richtung OE:

$$OE = \mu \left(\frac{du}{r^3} - \frac{du_I}{r_I^3}\right).$$

Es stehe jetzt die Resultante OE auf der durch den Mittelpunkt des Elementes O und die Axe AB des Magnetes gelegten Ebene senkrecht. Dann ist die Projection des Dreiecks AmM auf die Ebene ABO durch Dreieck AnN dargestellt. Bezeichnet man den Winkel zwischen der Axe AB und der Projection An der Linie Am auf die Ebene ABO mit ϑ, so ist $\angle nAN = d\vartheta$ und das doppelte Dreieck $nAN = du = r^2 d\vartheta$. Also würde die durch die Wirkung des Poles A auf mM sich bildende Componente senkrecht gegen Ebene OAB gleich $\frac{\mu\, d\vartheta}{r}$ sein.

Wollen wir das in derselben Richtung auf das Element mM ausgeübte Drehungsmoment um die als feste Axe betrachtete Magnetaxe AB bestimmen, so ist der Werth mit dem Abstand von O von der letzteren, d. i. mit $OP = r \sin \vartheta$ zu multipliciren. Dann ist dies Drehungsmoment: $\mu \sin \vartheta\, d\vartheta$.

Ist in gleicher Weise der Winkel $ABN = \vartheta_I$, so ist das durch Pol B ausgeübte Drehungsmoment in derselben Richtung $-\mu \sin \vartheta_1\, d\vartheta_1$, also das ganze durch beide Pole dem Element mM ertheilte Drehungsmoment:

$$D = \mu\, (\sin \vartheta\, d\vartheta - \sin \vartheta_1\, d\vartheta_1).$$

Ersetzt man den Magnet durch ein Solenoid, so ist ersichtlich, dass nur dann eine Rotation eintreten kann, wenn dabei das Element ds seine relative Lage gegen die einzelnen Punkte der Peripherie der Kreis-

ströme desselben ändert. Ist daher Mm mit AB fest verbunden, so tritt keine Rotation beider um einander ein, wie man nach der directen Anwendung des Biot-Savart'schen Gesetzes vermuthen könnte. Sind beide getrennt, so kann je nach der Lage der Rotationsaxe das Element um den Magnet, dieser um jenes oder auch der Magnet um seine eigene Axe rotiren.

Gehört mM einem vom Strom durchflossenen Bogen FG an, für dessen Enden die Werthe der Winkel ϑ und ϑ_1 sich in φ und φ_1, γ und γ_1 verwandeln, so ist bei der Integration von D das Drehungsmoment für diesen Bogen:

$$\triangle = \mu\ [(\cos\varphi\ - \cos\gamma) - (\cos\varphi_1 - \cos\gamma_1)].$$

Da das Drehungsmoment nur von den Winkeln abhängt, welche die Verbindungslinien der Endpunkte des Bogens FG mit den Magnetpolen mit der Axe des Magnets machen, so ist dasselbe von der Gestalt des zwischen den Punkten F und G befindlichen Bogens ganz unabhängig.

Wäre der Bogen in sich geschlossen, so wäre $\varphi = \gamma$ und $\varphi_1 = \gamma_1$ oder, wenn der Magnet im Inneren des Stromkreises sich befände, $\gamma = 2\pi + \varphi$ und $\gamma_1 = 2\pi + \varphi_1$, also $\triangle = O$:

Ein in sich geschlossener unveränderlicher Stromkreis kann also nie durch einen Magnet, oder umgekehrt der Magnet durch einen solchen Stromkreis in Rotation versetzt werden.

Nehmen wir den Magnet unendlich kurz, so können wir an seine Stelle einen unendlich kleinen geschlossenen Strom setzen. Da wir aber jeden geschlossenen Strom aus solchen kleinen Strömen zusammensetzen können, so wird auch durch die Wechselwirkung zweier geschlossener Ströme nie eine Rotation des einen oder anderen derselben eintreten können.

Da nun ein galvanischer Strom nur in einem geschlossenen Stromkreise entstehen kann, so würde auf diese Weise niemals eine Rotation eines Stromes um einen Magnet oder eines Magnets um einen Stromesleiter stattfinden können, wenn man nicht einen Theil der Strombahn unveränderlich mit dem Magnet verbindet und ihre Verbindung mit den übrigen Theilen der Leitung durch Quecksilberrinnen und Quecksilbernäpfe, oder Federn herstellt, welche gegen die Peripherie von Metallplatten schleifen u. s. f.

Dann ist die drehende Wechselwirkung des mit dem Magnet fest verbundenen Theils der Stromesbahn und des Magnets selbst Null und es bleibt nur die Wirkung der nicht fest mit dem Magnet verbundenen Theile des Stromes.

105 Liegt der eine Endpunkt F des beweglichen Stromtheils in der Axe des senkrecht gestellten Magnets, wie z. B. in Fig. 75, der andere G ausser der Axe, so ist $\angle\ \varphi = \varphi_1 = 0$, also bleibt das Drehungsmoment, welches der Magnet auf denselben ausübt,

$$\Delta = -\mu\,(\cos\gamma - \cos\gamma_1).$$

Ruckt der Endpunkt G des Leiters FG allmälig bei gleichem Abstande von der Axe des Magnets weiter herunter, so wächst die Differenz der beiden Cosinus, bis der Endpunkt G in die Horizontalebene des Poles A fällt und $\angle\gamma = 90^0$ und $\cos\gamma = 0$ wird. Dann ist das Drehungsmoment, wenn in dieser Lage $\angle\gamma_1 = \gamma_{1a}$ ist,

$$\Delta_a = +\mu\cos\gamma_{1a}.$$

Sinkt der Punkt G noch weiter herab, so wird $\angle\gamma > 90^0$, also $\cos\gamma$ negativ. Wenn G sich auf halber Höhe zwischen den Polen A und B befindet, so ist dann $\cos\gamma = -\cos\gamma_1$, also, wenn der Werth von γ jetzt γ_m ist,

$$\Delta_m = 2\,\mu\cos\gamma_m.$$

Dies ist der Maximumwerth des Drehungsmomentes. Sinkt G noch weiter bis auf die Höhe von Pol B herab, so ist $\angle\gamma_1 = 90^0$ und $\cos\gamma_1 = 0$; dagegen ist $\angle\gamma = 180^0 - \gamma_{1a}$, also das Drehungsmoment

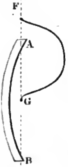
$$\Delta_b = +\mu\cos\gamma_{1a}.$$

Das Drehungsmoment ist also dasselbe, wie wenn der Punkt G im gleichen Niveau mit dem anderen Pol A sich befindet. Bei weiterem Hinabrücken von Punkt G vermindert sich dann das Drehungsmoment immer mehr.

Das auf den Magnet von dem Stromtheile FG ausgeübte Drehungsmoment ist in allen Fällen durch $-\Delta$ dargestellt.

Liegen die Endpunkte F und G beide in der Axe des Magnetes, z. B. der eine F über Pol A, der andere G unter Pol B, so ist $\varphi = \varphi_1 = 0$ und $\gamma = \gamma_1 = 180^0$, also $\Delta = 0$. Liegen beide über dem Pol A, so ist $\varphi = \varphi_1 = \gamma = \gamma_1 = 0$ und wiederum $\Delta = 0$. In diesen Fällen ist also keine Drehung des beweglichen Stromtheiles und Magnetes möglich.

Fig. 76.



Endlich kann der eine Endpunkt F des beweglichen Theils der Stromesbahn über dem Pole A, der andere G zwischen den Polen A und B liegen. Dies ist nur möglich, wenn der Magnet wie in Fig. 76 gebogen ist. In diesem Falle ist $\varphi = \varphi_1 = 0$, $\gamma = 180^0$, $\gamma_1 = 0$, also $\Delta = 2\,\mu$. Es dreht sich daher der Leiter GF, bis er an den Magnet anschlägt. — Er wird dann durch die Masse des letzteren an weiterer Rotation gehindert. Indess könnte er auch, selbst wenn er die Masse des Magnetes durchbrechen könnte, seine Rotation nicht perpetuirlich fortsetzen. Denn denken wir uns den Magnet aus Molekularmagneten zusammengesetzt, deren Axen der Axe des Magnetes parallel sind, welche gleich stark magnetisch sind und in sehr geringen Abständen von einander

sich befinden, so werden für jede grössere Entfernung die Wirkungen der neben einander liegenden entgegengesetzten Pole zweier benachbarter Molekularmagnete sich aufheben, und nur die Wirkungen der äusseren Pole A und B der letzten Molekularmagnete übrig bleiben. Tritt der Leiter FG aber zwischen die Molekularmagnete in den Magnet hinein, so würde ihm jetzt von oben ein mit A ungleichnamiger, von unten ein mit B ungleichnamiger Pol des benachbarten Molekularmagnetes gegenüberstehen, und da beide aus allernächster Nähe viel stärker als A und B wirkten, erhielte hierdurch der Leiter eine der ursprünglichen entgegengesetzte Rotation.

Zugleich ist ersichtlich, dass, je näher der Punkt G an der Axe des Magnetes sich befindet, desto grösser auch $\cos \gamma_m$ wird. Die Schnelligkeit der Rotation wird also mit Annäherung des Punktes G an den Magnet zunehmen. Man kann dies nachweisen, wenn man bei dem §. 108 beschriebenen Apparat eine recht breite Quecksilberrinne verwendet und verschiedene Leiter zu derselben führt.

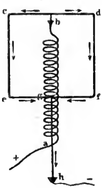
106 Liegt der Punkt G sehr weit vom Magnet, so wird $\gamma = \gamma_I = 90^0$, also $\varDelta = 0$. Ist der Leiter fest, so rotirt jetzt also der Magnet nicht. In der That, denkt man sich den Leiter in diesem Fall von dem Punkt G in weitem Bogen zu einem über dem Magnet gelegenen Punkt seiner Axe geführt, und von da vertical zum Pol des Magnetes, so werden nur die diesem Pol zunächst liegenden vertical über ihm befindlichen Theile des Leiters auf ihn einwirken. Besteht der Magnet nur aus einer verticalen Reihe von Molekularmagneten und denkt man sich dieselben durch horizontale in sich geschlossene Ströme ersetzt, so wird ein verticaler Strom, der die ganzen Ebenen dieser Ströme durchfliesst, sie nicht in Rotation versetzen können.

Haben wir einen Magnet von grösseren Querdimensionen, in dessen Axe von oben der Strom eintritt, so kann man denselben als aus vielen linearen Magneten bestehend ansehen. Der mit der Axe zusammenfallende Magnet rotirt nicht, wohl aber die ausser derselben liegenden, indem für sie der Strom nicht gerade in ihrer Axe fliesst. — Wollten wir den Magnet durch grössere geschlossene Ströme ersetzen, die ihn auf der ganzen Peripherie umkreisen, so würde auch so keine Rotation eintreten. Diese Vorstellung von der Natur des Magnetes, welche man in der ersten Zeit der elektrodynamischen Betrachtung seiner Eigenschaften hegte, ist deshalb für genauere Untersuchungen nicht beizubehalten.

107 Da die Wirkung eines Solenoides auf ein Stromelement nach den Betrachtungen der §§. 95 bis 102 vollständig mit der eines Magnetes übereinstimmt (nur dass man die Pole eines Solenoides unmittelbar an seinen Enden, die eines Magnetes in einer kleinen Entfernung von denselben annehmen muss), so kann man in allen demnächst zu beschreibenden Versuchen die Magnetstäbe durch eng gewundene Spiralen von übersponnenem Kupferdrath ersetzen, durch die man einen Strom in der

einen oder anderen Richtung leitet. Man erhält dann dieselben Rotationen. — Ampère [1]) hat diese Analogie auch darin nachgewiesen, dass, wenn ein beweglicher Leiter unter Einfluss eines Solenoides sich befindet, und seine Enden beide in der Axe des letzteren liegen, keine Rotation desselben stattfindet. Zu dem Zwecke wurde der eine Pol einer Säule mit dem

Fig. 77.



einen Ende *a*, Fig. 77, einer verticalen eng gewundenen Drathspirale *ab* verbunden, die oben einen Quecksilbernapf *b* trug. In dem Napf hing ein Leiter *cdef*, von dessen unterer Seite aus ein Drath *gh* durch das Innere der Spirale zu einem gerade unter ihr befindlichen Quecksilbernapf *h* führte. Dieser Napf wurde mit dem anderen Pol der Säule verbunden. Dennoch änderte sich die Lage des beweglichen Leiters *cdef* nicht, da die Verbindungsstellen *b* und *h* desselben mit den festen Theilen der Leitung in der Axe der ein Solenoid darstellenden Spirale *ab* sich befinden.

Wir betrachten jetzt in einzelnen Fällen die Rotationen von Strömen und Magneten um einander.

B. Rotation eines Stromesleiters um einen Magnet.

Der erste Rotationsapparat dieser Art ist von Faraday [2]) construirt 108
worden. Eine einfache Form desselben ist folgende: Eine Glasröhre,

Fig. 78.



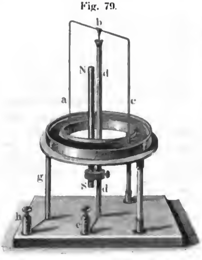
Fig. 78, ist oben und unten durch Korke verschlossen. Durch den unteren Kork ist ein Magnetstab *ns* gesteckt. Auf denselben wird Quecksilber gegossen, welches entweder durch den Magnet selbst oder besser durch einen besonderen in den Kork gesteckten Drath mit dem einen Pol einer Säule verbunden ist. Der obere Kork trägt einen Platindrath, in welchen vermittelst eines Hakens ein zweiter Platindrath gehängt ist, der in das Quecksilber eintaucht.

Verbindet man nun noch den oberen Drath mit dem anderen Pol der Säule, so rotirt der Drath in der einen oder anderen Richtung um den Magnetpol. Man kann hierbei die Schwere des Drathes, welche denselben stets senkrecht zu stellen strebt und gegen den Magnet drückt, dadurch verringern, dass man unten auf denselben ein Stückchen Kork aufschiebt, mit dem er auf dem Quecksilber schwimmt.

[1]) Ampère, Ann. de Chim. et de Phys. T. XXIX, p. 378. 1829.* — [2]) Faraday, Royal. Instit. Sept. 1821; Quarterly Journ. Vol. XII, p. 74; Exp. Res. Vol. II, p. 127*; Ann. de Chim. et de Phys. T. XVIII, p. 337*; Gilb. Ann. Bd. LXXI, 124;* Bd. LXXII, S. 113.*

Gewohnlich wird dieser Apparat jetzt ganz analog dem §. 9 beschriebenen z. B. in folgender Weise construirt: Ein Bügel von Kupfer mit Platinspitzen *abc*, Fig. 79, schwebt vermittelst einer Stahlspitze in einem stählernen Quecksilbernäpfchen, welches auf den Metallstab *d* aufgesetzt ist, der mit der Klemmschraube *e* verbunden ist. Die unteren Enden des Bügels tauchen in eine mit Quecksilber oder saurem Wasser gefüllte kupferne Rinne *f*, die durch den Metallstab *g* mit der Klemmschraube *h* verbunden ist. Vermittelst einer Fassung lässt sich ein Magnetstab *NS* an dem Stab *d* auf- und niederschieben. Werden die Klemmen *h* und *e* mit den Polen der Säule verbunden, so rotirt der Bügel *abc*.

Fig. 79.



Bei vielen Apparaten ersetzt man den Metallstab *dd* direct durch einen Magnetstab, der oben ein Quecksilbernäpfchen trägt, und den man unten mit der Klemmschraube *e* verbindet. Diese Einrichtung ist unzweckmässig, da bei öfterem Wechsel der Richtung der durch den Magnet geleiteten Ströme, namentlich wenn ihre Intensität etwas bedeutender ist, der Magnet bald seinen Magnetismus zum grössten Theil verliert.

109 Man hat bei diesen Versuchen nicht nöthig, ein besonderes galvanisches Element zur Erzeugung des Stromes im Bügel zu verwenden. Man kann wiederum den §. 10 beschriebenen Apparat verwenden, die Drathspirale entfernen, und von unten oder von der Seite einen oder mehrere Magnete mit ihren gleichnamigen Polen dem Gefäss nähern oder dasselbe nur auf den Pol eines starken Magnetes setzen [1]).

Giebt man dem Bügel mehr als zwei Arme, so wird die Rotation energischer. Verwendet man z. B. nach Barlow [2]) eine Glocke von Kupfer, so erhält man eine kräftige Rotation.

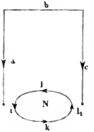
Statt des Stahlmagnetes kann man stets einen Elektromagnet, d. i. einen mit einer Drathspirale umwickelten Eisenstab verwenden, den man magnetisirt, indem man in dem einen oder anderen Sinne einen Strom durch die Drathspirale leitet [3]).

---

[1]) Vergl. Ampère, Ann. de Chim. et de Phys. T. XX, p. 60. 1822;* Gilb. Ann. Bd. LXXI, S. 172.* — [2]) Barlow, Essay p. 274. London 1823. — [3]) Sturgeon, Phil. Magazine and Annals. Vol. XI, p. 194; Pogg. Ann. Bd. XXIV, S. 632. 1832.* — Man hat viele ähnliche Apparate wie die beschriebenen construirt, welche in-

Man kann, auch abgesehen von den §. 102 angestellten Betrachtungen den Grund und die Richtung dieser Rotation sich in anschaulicher Weise wenigstens annähernd aus der Ampère'schen Vorstellung von der Constitution des Magnetes ableiten. Denken wir uns die in einem Querschnitt des Magnetstabes liegenden Moleküle alle von gleich starken Molekularströmen umflossen, so dürfen wir hier den in den Bügel geschobenen Magnetpol durch einen um die Peripherie desselben circulirenden Strom darstellen, der, wenn dieser Pol ein Nordpol ist, von oben gesehen in der dem Gange des Uhrzeigers entgegengesetzten Richtung fliesst. Es liege der Nordpol des Magnetes zuerst in der Ebene der unteren Enden des Bügels. 110

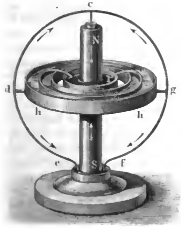
Fig. 80.



Strömt nun durch die senkrechten Arme *a* und *c* des Bügels von oben nach unten ein Strom, so wird derselbe von den Theilen *ik*, Fig. 80, des für den Magnet gesetzten Kreisstromes abgestossen, von den Theilen *il* angezogen und rotirt deshalb in dem der Richtung des Stromes *lik* entgegengesetzten Sinn. — Würden die Arme *a* und *c* des Bügels bis unter die Fläche des Stromes *ilk* verlängert, so würden die unter letzterem befindlichen Theile des Bügels in entgegengesetzter Richtung rotiren müssen wie die oberen Theile.

Wenn wir daher den Magnetstab, Fig. 79, allmälig von unten in den inneren Raum des Bügels *abc* hinaufschieben, so werden die oberen Theile des Magnetes auf den Bügel entgegengesetzt wirken wie die unteren. Aus den Betrachtungen des §. 105 folgt, dass das von dem Magnet auf den Bügel ausgeübte Drehungsmoment ein Maximum erreicht, wenn die unteren Enden desselben sich auf halber Höhe des Magnetes befinden; dass bei weiterem Heben des letzteren die Rotation sich vermindert.

Fig. 81.



Man kann daher nach Sturgeon [1]) die Wirkung des Magnetes *NS*, Fig. 81, verstärken, indem 111

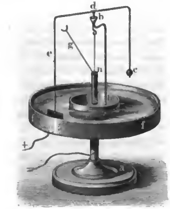
dess ganz auf demselben Principe beruhen und in complicirterer Form nichts Neues lehren. S. u. A. Barlow, l. c.; Marsh, Tillochs, Mag. June 1822; Gilb. Ann. Bd. LXXII, S. 223. 1822*; Ritchie, Phil. Trans. 1832. Vol. II, p. 294;* Pogg. Ann. Bd. XXVII, S. 552* u. Andere. — [1]) Sturgeon, Ann. of El. Vol. VIII, p. 81; Phil. Mag. Sept. 1823.

man auf demselben einen Quecksilbernapf *c* befestigt, und einen kreisförmigen Ring *cdefg* auf demselben schweben lässt, dessen untere Enden *e* und *f* in eine auf den Magnet aufgeschobene Quecksilberrinne eintauchen. Der Ring trägt bei *d* und *g* zwei horizontale Metallstäbe, an die eine kupferne Rinne *h* gelöthet ist. Diese ist mit saurem Wasser gefüllt und in sie auf einigen isolirenden Glasplättchen ein Ring von amalgamirtem Zinkblech gesetzt, von dem zwei Dräthe in eine zweite auf den Magnet aufgeschobene Quecksilberrinne *l* eintauchen. Es bildet sich so ein galvanischer Strom, welcher den Apparat in der Richtung der Pfeile durchfliesst, also sowohl von den über als den unter dem Magnet gelegenen Punkten des Ringes *cdefg* zu den der halben Höhe des Magnetes entsprechenden Punkten *d* und *g* desselben strömt. Hierdurch rotiren die beiden Hälften *cdg* und *defg* des Ringes in gleichem Sinne und zwar mit dem Maximum ihrer Rotationsgeschwindigkeit, so dass der ganze Ring sehr kräftig sich dreht.

112 Durch eine sinnreiche Abänderung des in §. 108 beschriebenen Apparates hat Ampère[1]) den oben §. 104 ausgesprochenen Satz bestätigt, dass durch einen geschlossenen Strom, von dem kein Theil mit einem Magnet fest verbunden ist, keine Rotation des letzteren erzeugt werden kann, zugleich aber doch eine Rotation eines Theiles der Stromesleitung stattfinden kann, wenn die beiden Enden derselben nicht zugleich in der Axe des Magnetes liegen.

Die beiden Pole einer Säule werden mit der mit verdünnter Säure gefüllten metallenen Rinne *ff* und dem Statif *ab* verbunden, welches oben einen Quecksilbernapf *b* trägt. In den Quecksilbernapf ist der Drath *cde* eingehängt, der bei *e* mittelst einer breiteren Metallplatte in das saure Wasser der Rinne *f* eintaucht. An dem Statif *b* hängt an einem Faden der Magnet *ns*, dessen oberes Ende den Drath *g* trägt. — Unter diesen Verhältnissen kann der Magnet *ns* nicht rotiren, da er unter dem Einflusse des ganz ausser ihm befindlichen geschlossenen Stromkreises *abdef* steht. Wohl aber rotirt der Bügel *def*, da seine Endpunkte *d* und *f* nicht beide in der Axe des Magnetes *ns* liegen. Hakt man nun den Drath *g* in den Bügel *def* ein, so wird sich jetzt mit letzterem auch der Magnet herumdrehen, bis der Drath

Fig. 82.

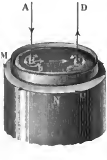


[1]) Ampère, Theorie p. 345.*

ng an das Statif ab anschlägt, da nun der Drath edc fest mit dem Magnet verbunden ist, also der Strom in ihm nicht auf denselben wirken kann. Es bleibt dann nur die Wirkung des nicht mit ihm verbundenen Theiles des Stromkreises, der Säule, der Rinne f und des Drathes bb übrig, welche die Rotation bedingt.

Auch Flüssigkeiten, durch welche ein galvanischer Strom geleitet 113
wird, können unter dem Einfluss eines Magnetes in elektromagnetische Rotation versetzt werden, wie dies zuerst von Davy [1]) beobachtet worden ist. — Senkt man in eine mit Quecksilber gefüllte Schale die beiden Leitungsdräthe einer Batterie und nähert ihr von unten den einen Pol eines Magnetstabes, so rotirt das Quecksilber um beide Leitungsdräthe in entgegengesetzter Richtung. Ist z. B. der von unten genäherte Pol ein Nordpol N, Fig. 83, so rotirt das Quecksilber um den positiven Poldrath AB in der Richtung der Bewegung der Uhrzeiger, um den negativen Poldrath DC in entgegengesetzter Richtung.

Fig. 83.



Man kann leicht die Richtung dieser Rotation bestimmen, wenn man sich den Magnetpol durch einen Kreisstrom MO ersetzt denkt. Alle vom Strom durchflossenen, zwischen B und C liegenden Quecksilbertheilchen werden sich nach der Seite O des Magnets hinbegeben, und von der Seite M fliehen. Indem sie stets durch neue Quecksilbertheilchen ersetzt werden, welche der gleichen Wirkung unterliegen, kommen sie in eine Rotation, deren Richtung durch die Pfeile b und c angedeutet ist.

Senkt man dicht an den Rand und in die Mitte einer auf den einen 114
Pol eines geradlinigen Elektromagnetes gestellten, mit Quecksilber gefüllten Schale zwei Eisen- oder Platindräthe nur mit ihren äussersten Enden ein, so überwiegt in Folge der Reibungswiderstände an den Seiten die Rotation um den centralen Drath; nur findet sie mit wachsendem Abstande von demselben mit abnehmender Winkelgeschwindigkeit statt.

In Folge der Centrifugalkraft wird hierbei die Oberfläche des Quecksilbers in der Mitte vertieft; es tritt dadurch der Leitungsdrath daselbst aus dem Quecksilber heraus und der Strom wird unterbrochen. Bald vermindert sich nun durch die Reibungswiderstände die Rotationsgeschwindigkeit, das Quecksilber hebt sich in der Mitte wieder bis zum mittleren Leitungsdrath, der Strom wird geschlossen und die Rotation beginnt von Neuem. Hierbei bemerkt man indess nie einen Schliessungsfunken (vgl. Th. I. §. 495) [2]).

[1]) Davy, Phil. Trans. 1823. p. 153; Ann. de Chim. et de Phys. T. XXV, p. 64.* — [2]) Poggendorff, Pogg. Ann. LXXVII, S. 1. 1849.*

Hat man den mittleren Drath tiefer in das Quecksilber gesenkt, so besteht die Rotation um denselben eine Zeit lang fort, bald wird sie aber langsamer und hört an der Oberfläche des Quecksilbers auf, während sie im Inneren desselben noch fortdauert, wie eine wellige Kränselung der Oberfläche leicht erkennen lässt. Selbst durch Ströme von grösserer Intensität als der zuerst angewandte lässt sich dann die Rotation auf der Oberfläche nicht wieder hervorrufen.

Wird aber das Quecksilber aus der Schale entfernt, tüchtig geschüttelt und wieder hineingegossen, so beginnt die Rotation für einige Zeit von Neuem.

Lässt man das Quecksilber einige Zeit in der Schale an der Luft stehen, ehe man den Strom hindurch leitet, so zeigt es nachher gleichfalls die Rotation viel schwächer oder gar nicht. Die Verlangsamnng der Rotation ist also durchaus nicht direct von der Hindurchleitnng des Stromes durch das Quecksilber bedingt; sondern dieselbe beruht in rein äusserlichen Ursachen. Unter Mandelöl, Terpentinöl, Schwefelkohlenstoff, Aether, Alkohol und ausgekochtem oder lufthaltigem Wasser kommt die Oberfläche des Quecksilbers gar nicht in Rotation. Enthält das Wasser Spuren von Salz oder Säure, so stellt sie sich ein. Ammoniakflüssigkeit lässt die Rotation wenigstens für kurze Zeit zu. Wird die Schale voll Quecksilber mit einer Glasplatte bedeckt, und durch zwei Oeffnungen über dem Niveau des Quecksilbers mit verschiedenen Gasen gefüllt, so zeigt sich Terpentinöl- und Alkohol- oder Schwefelkohlenstoffdampf, auch Wasserdampf, Kohlensäure, Wasserstoff unwirksam; die Rotation bleibt in ihnen lange bestehen, tritt aber auch in ihnen nicht ein, wenn das Quecksilber an der Luft die Beweglichkeit verloren hat. Noch stärker findet dies im Vacuo statt. — Dagegen ertödten Ammoniakgas und Phosphordampf, und vor Allem Dampf von Schwefeläther sehr schnell die Beweglichkeit der Quecksilberoberfläche. — Dämpfe von Salzsäure, Salpetersäure, Essigsäure ertheilen der in der Luft oder den letzteren Gasen unbeweglich gewordenen Oberfläche schnell ihre Beweglichkeit wieder.

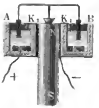
Es scheint also die Bildung einer für das Auge unsichtbaren sehr zähen Oxyd- oder Oxydulschicht die Unbeweglichkeit der Quecksilberoberfläche und das Aufhören der elektromagnetischen Rotation zu bedingen. Diese Wirkung des Oxydes im Quecksilber ist auch schon durch andere Versuche bekannt.

Dass auch elektrolytische, zersetzbare Flüssigkeiten durch den Magnet in Rotation versetzt werden können, zeigt folgender von Ritchie[1]) angegebener Versuch: In eine kreisförmige Rinne *AB* (Fig. 84) von Holz oder Glas wird Wasser gegossen. Auf dem Boden derselben liegt ein Kupferring *K*, der mit dem einen Pol der Säule verbunden ist. An dem

[1]) Vergl. Schweigger, Schweigg. Journ. Bd. XLVIII, S. 344. 1826;* Fechner. Schweigg. Journ. Bd. LVII, S. 15. 1829;* Ritchie, Phil. Trans. 1832. Vol. II. p. 294;* Pogg. Ann. Bd. XXVII, S. 552*.

oberen Rand der Rinne ist ein zweiter kupferner, mit dem anderen Pol der Säule verbundener Ring K_1 befestigt, der in das Wasser eintaucht.

Fig. 84.



Steckt man den Magnet NS mit seinem einen oder anderen Pol in den inneren Raum der Rinne, so rotirt das Wasser. Man kann diese Rotation auffälliger machen, wenn man in das Wasser zwei kleine Flügel einsenkt, welche an einen leichten auf einer Spitze beweglichen Holzarm befestigt sind. Wenn das Wasser rotirt, so reisst es die Flügel mit dem Holzarm mit sich fort.

Auf eine eigenthümliche Art hat Wartmann [1]) diese Rotationen beobachtet. Senkt man einen magnetischen Eisencylinder oder zwei an die Schenkel eines Hufeisenmagnetes gehängte Eisenstäbe in eine Lösung von Kupfervitriol, die in ein Glasgefäss gegossen ist, und in der Flocken von Kupferoxydhydrat (durch Zusatz einiger Tropfen von Kalilauge) herumschwimmen, so schlägt sich Kupfer auf den Eisenstäben nieder. Die hierbei gebildeten galvanischen Ströme durchfliessen die die magnetischen Stäbe umgebende Lösung und dieselbe geräth deshalb, wie leicht erklärlich, in Rotation.

Auch nach Poggendorff (l. c.), zeigen Lösungen von Kupfervitriol und verdünnte Schwefelsäure die elektromagnetische Rotation wie Quecksilber, namentlich, wenn man ihre Oberfläche mit Lycopodiumpulver bestreut. Die Rotationsgeschwindigkeit verschwindet bei diesen Lösungen nicht an der Luft.

Diese elektromagnetische Rotation bemerkt man auch recht gut an einem Voltameter, welches aus einem mit verdünnter Schwefelsäure gefüllten Glascylinder besteht, durch dessen Boden zwei kurze Platindräthe als Elektroden in das Innere des Cylinders geführt sind. Setzt man das Voltameter zwischen die Pole eines starken Elektromagnetes, so dass die Elektroden in der Ebene der Pole sich befinden, so rotirt die Flüssigkeit und mit ihr der von den Elektroden sich erhebende Gasstrom. Stehen die Elektroden in der gegen die Verbindungslinie der Pole senkrechten Ebene, so gehen die Gasströme je nach der Richtung des Stromes im Voltameter in dieser Ebene zu einander hin oder fliessen von einander. Die Erklärung dieser Bewegungen ergiebt sich unmittelbar aus der Betrachtung der Rotationen, welche den einzelnen Theilen der vom Strom durchflossenen, im Voltameter befindlichen Flüssigkeit ertheilt werden [2]).

Die Richtung dieser Rotationen der Flüssigkeiten folgt in all den Fällen unmittelbar, wo die Ebene der Ströme oberhalb der Ebene des oberen Magnetpoles liegt oder doch mit ihr zusammenfällt. Befindet sic 115

[1]) Wartmann, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XIX, p. 394. 1847.* — [2]) Jamin, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XLIII, p. 334. 1855;* Pogg. Ann Bd. XCV, S. 602.*

sich tiefer als letztere, so kann sich in gewissen Fällen die Richtung der Rotation umkehren, wie sich dies auch unmittelbar aus dem Biot-Savart'schen Gesetz ableiten lässt [1]).

1) Liegt das Stromelement dz, Fig. 85, parallel der Axe des Magnetes NS, sind die Abstände Ndz und Sdz gleich r und r_1, die Winkel, welche r und r_1 mit der Axe des Magnetes machen, ϑ und ϑ_1, so ist die Neigung des Elementes dz gegen r und r_1 gleich ϑ und ϑ_1, also die auf der durch den Magnet und dz gelegten Ebene senkrechte Resultante der Wirkungen beider Pole auf das Element

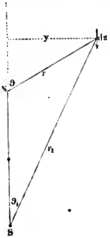
$$W = m\,i\,dz\left(\frac{\sin\,\vartheta}{r^2} - \frac{\sin\vartheta_1}{r_1{}^2}\right)$$

wo m den Magnetismus der Pole des Magnetes, i die Intensität des Stromes im Element dz bezeichnen. Ist der verticale Abstand des Elementes dz vom Magnet gleich y, so ist $y = r\sin\vartheta = r_1\sin\vartheta_1$, also

$$W = m\,i\,dz\,y\left(\frac{1}{r^3} - \frac{1}{r_1{}^3}\right).$$

Es wird die Wirkung des Magnetes auf das Element dz mithin Null sein, einmal wenn y gleich Null ist, also das Element in der Verlängerung der Axe des Magnetes liegt, dann auch, wenn $r = r_1$ ist, also das Element gerade auf halber Höhe des Magnetes sich befindet.

Fig. 85.



Verläuft der Strom wie in der Zeichnung im Element von oben nach unten und nehmen wir diese Richtung des Stromes als positiv an, ist der obere Magnetpol ein Nordpol, so rotirt oberhalb der halben Höhe des Magnetes das Element von oben gesehen in der Richtung des Uhrzeigers. Unterhalb der halben Höhe wird $r_1 < r$, das Vorzeichen von W wird dann negativ und die Rotationsrichtung kehrt sich um.

2) Liegt das Stromelement dz in einer durch die Axe des Magnets gelegten Ebene und steht vertical auf derselben, so sind die Winkel, welche es mit r und r_1 macht, resp. $90 - \vartheta$ und $90 - \vartheta_1$, also die Wirkung, welche wiederum auf der Ebene der Figur vertical steht,

$$W = m\,i\,dz\left(\frac{\cos\vartheta}{r^2} - \frac{\cos\vartheta_1}{r_1{}^2}\right).$$

Fliesst der Strom im Element gegen den Magnet hin und befindet sich derselbe so weit oberhalb des Poles N_1, dass $\frac{\cos\vartheta}{r^2} > \frac{\cos\vartheta_1}{r_1{}^2}$ ist, so ist der

---

[1]) Bertin, Ann. de Chim. et de Phys. T. LV, p. 304. 1859.*

Ausdruck W positiv; das Element rotirt wiederum von oben gesehen in der Richtung des Uhrzeigers. Rückt aber das Element herab, bis $\frac{\cos\vartheta}{r^2} = \frac{\cos\vartheta_1}{r_1^2}$ ist, so hört die Rotation auf und kehrt sich bei weiterem Herabrücken des Elementes um. Diese entgegengesetzte Rotation tritt ein, so lange das Element auf gleicher Höhe mit den verschiedenen Punkten des Magnetes ist, da dann stets ϑ ein stumpfer Winkel und $\cos\vartheta$ negativ ist. Wenn das Element unter den unteren Magnetpol gesunken ist, so ist auch ϑ_1 stumpf, $\cos\vartheta_1$ negativ, und dann wird ein Aufhören und eine Umkehrung der Rotation in die frühere Richtung eintreten, wenn wiederum $\frac{\cos\vartheta}{r^2} = \frac{\cos\vartheta_1}{r_1^2}$ geworden ist.

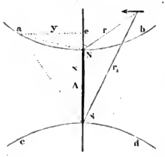
Die Punkte in der Ebene der Figur 86, für welche die Rotation Null wird, sind durch letztere Gleichung dargestellt. Sie entsprechen zweien gleichen Curven ab und cd, welche durch die Pole des Magnetes gehen und eine nahezu hyperbolische Gestalt haben. Fällt man von irgend einem Punkt a dieser Linien auf die Magnetaxe ein Loth $ae = y$ und nennt die Länge des Magnetes $2a$ und den Abstand von e von dem Halbirungspunkt des Magnetes $Ae = x$, so ist die Gleichung der Curven durch die Relation

$$\frac{x - a}{[(x-a)^2 + y^2]^{3/2}} = \frac{x + a}{[(x+a)^2 + y^2]^{3/2}}$$

gegeben.

Wollte man die Länge ε des Magnetes gegen seinen Abstand l vom Element dz sehr klein annehmen, und nennt den Winkel, den die Verbindungslinie des Mittelpunkts des Magnetes mit dem Element mit der Magnetaxe macht, ψ, so erhielte man aus den Formeln des §. 98 für den ersten Fall, wo das Element dz der Magnetaxe parallel ist, die Wirkung $W = \frac{3}{2}\frac{i\,dz\,\mu\,\varepsilon}{l^3}\sin 2\psi$, aus welcher Formel sich ähnliche Bedingungen wie oben ableiten. Für den Fall, wo dz auf der Magnetaxe senkrecht stände, wäre $W = -\frac{i\,dz\,\mu\,\varepsilon}{l^3}(1 - 3\cos^2\psi)$.

Fig. 86.

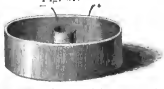


Auch aus dieser Formel ergäbe sich der Wechsel der Rotationsrich-

tung bei verschiedener Stellung des Elementes gegen den Magnet, und ein Aufhören der Rotation, wenn $\cos \vartheta = \sqrt{\frac{1}{3}}$ ist [1]).

116 Diese Verhältnisse lassen sich sehr gut zeigen, wenn man sich einer Rinne voll Quecksilber oder Kupfervitriollösung, Fig. 87, bedient, durch welche man vermittelst zweier concentrischer kreisförmiger Elektroden einen Strom in radialer Richtung leitet. Steckt man durch ihre Mitte von unten einen Magnet, z. B. mit dem Nordpol, hindurch, so rotirt das Quecksilber zuerst in der einen Richtung; bei allmäligem Heben des Magnets kehrt sich dann die Rotationsrichtung zweimal um, so dass sie, wenn der Südpol des Magnetes über der Rinne sich befindet, die gleiche ist, wie im Anfang des Versuches [2]).

Fig. 87.



Dieselben Versuche könnte man auch anstellen, wenn man den Magnet durch eine auf eine Glasröhre gewickelte enge Drathspirale ersetzt, deren Enden man zusammengewunden durch die Axe der Glasröhre leitet und mit den Polen der Säule verbindet. — Die Drathspirale stellt dann ein Solenoid dar, welches sich von dem Magnet nur dadurch unterscheidet, dass seine Pole mit seinen Endflächen zusammenfallen, während die des Magnetes ein wenig im Inneren desselben liegen.

Wäre die Spirale sehr kurz, oder bestände sie nur aus einem einzigen kleinen Drathkreise, der vom Strom durchflossen wäre, so würde man auch die Umkehrungen der Rotationsrichtung aus den am Ende des vorigen Paragraphen angegebenen Formeln finden. Da nun jeder grössere geschlossene Stromkreis in viele kleine Stromkreise zerlegt werden kann, deren jeder wiederum durch einen kleinen Magnet zu ersetzen ist so ergiebt sich auch schon ohne Ausführung der Rechnung, dass ein flüssiges Element, welches parallel der Ebene eines grösseren Kreisstromes um die Axe desselben rotiren kann, in verschiedenen Höhen über und unter demselben Umkehrungen der Rotationsrichtung zeigen kann, und dass diese auch bei Anwendung einer weiteren Drathspirale von mehreren Windungen auftreten können. — Eine vollständige Ausführung der Rechnung bietet mathematische Schwierigkeiten und hat kein besonderes Interesse, da die Grundprincipien der betrachteten Rotationen durch die einfacheren Versuche völlig festgestellt sind [3]).

117 Von Interesse sind noch die Rotationen von Flüssigkeiten, welche man in hohlen Magneten beobachtet.

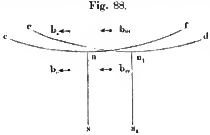
---

1) W. Weber, Pogg. Ann. Bd. LXXVII, S. 28. 1849.* — 2) Poggendorff l. c. auch Bertin l. c. — 3) Vergl. Bertin l. c.

Am einfachsten gestalten sich diese Rotationen bei Anwendung magnetisirter Stahlröhren. Auf diese Weise verwendete de la Rive[1]) einen hohlen Magnet von hartem Stahl von 10 Centimeter Länge, dessen innerer und äusserer Diameter 5 und 7 Millimeter betrug. Ueber den Stahlcylinder schiebt man vermittelst eines durchbohrten Korkes einen Glascylinder und in den Stahlcylinder steckt man einen Stempel von Holz. Füllt man nun den äusseren Glascylinder und den Raum über dem Stempel im Stahlcylinder mit Quecksilber, und leitet von der Mitte des Quecksilbers nach der äusseren Peripherie desselben einen Strom, so rotirt das Quecksilber ausserhalb im entgegengesetzten Sinne, wie innen, wenn sich dasselbe auf dem obersten Ende des Stahlcylinders befindet. Die Richtung dieser Rotation ändert sich in dem den Magnet umgebenden Quecksilber nicht, wenn man es mit dem Glascylinder allmälig auf tiefer liegende Stellen des Magnetes schiebt. Senkt man aber den Stempel mit dem im Inneren des Magnetes befindlichen Quecksilber allmälig, so hört die Rotation erst auf und kehrt sich dann um, so dass sie nun aussen und innen gleich gerichtet ist.

Die Erscheinungen dieser Rotation erklären sich aus der Betrachtung, 118
dass man das magnetisirte Stahlrohr annehmen kann als bestehend aus einzelnen magnetischen Längsfasern. Nehmen wir nur zwei solche Fasern ns und $n_1 s_1$, Fig. 88, welche gerade mit dem rotirenden Elemente b in einer Ebene liegen. cd und ef mögen die Curven angeben, in welchen der Wechsel der Rotationsrichtung eintritt, wenn das Element b nur unter dem Einflusse der einen oder der anderen Faser rotirte und allmälig herabgerückt wurde. Liegt das Element b ausserhalb des Cylindermantels $ns n_1 s_1$, so addiren sich die Wirkungen beider Fasern ns und $n_1 s_1$ auf dasselbe, so lange dasselbe unterhalb der Curve en und oberhalb cn_1, z. B. in b_I oder b_{II} sich befindet. Oberhalb cn_1 wird die Rotationsrichtung entgegengesetzt sein, als unterhalb en in b_{II}. Die Umkehrung der Rotation wird in einer zwischen cn_1 und en gelegenen Curve eintreten. Betrachten wir nun ein Element, welches innerhalb des Cylindermantels zwischen ns und $n_1 s_1$ liegt, und von ns ebenso weit entfernt ist, wie b_I und b_{II}. Dasselbe liege näher an ns, als an $n_1 s_1$. Befindet sich dieses Element in b_{III} oder b_{IV}, oberhalb oder unterhalb beider Umkehrungs-

Fig. 88.



[1]) De la Rive, Ann. de Chim. et de Phys. T. LVI, p. 286. 1859; Traité T. I, p. 248. Vgl. auch Bertin l. c. u. Ann. de Chim. et Phys. T. LVIII, p. 90. 1860.

curven, so subtrahiren sich die Wirkungen von ns und $n_1 s_1$; die Wirkung von ns überwiegt aber.

In dem Element fliesse der Strom wie in b_I und b_{II} von dem Centrum der Röhre zur Peripherie; dann ist jetzt die Stromesrichtung in demselben gegen die Magnetfaser ns hingerichtet, während sie in b_I und b_{II} von ihr abgewendet war. In Bezug auf die Faser selbst wird also die Rotationsrichtung in b_I und b_{III} ebenso wie in b_{II} und b_{IV} entgegengesetzt sein, für einen oberhalb des Apparates aufgestellten Beobachter sich aber gleichgerichtet darstellen. Tritt nun das Element von b_{III} in den Raum zwischen den Umkehrungscurven, so hat sich die Rotationsrichtung in Bezug auf $n_1 s_1$ schon umgekehrt, in Bezug auf ns noch nicht. Jetzt addiren sich die Wirkungen beider Fasern, und in dem zwischen den Curven gelegenen Raum rotirt das Element in demselben Sinne wie in b_{III}. Die Rotationsrichtung wechselt erst in der Curve enf selbst. Diese Umkehr findet also an einem etwas tiefer gelegenen Punkte statt, als die von b_I.

Aehnliche Betrachtungen liessen sich für die anderen Fasern der Röhre anstellen.

Da die Pole $n n_1$ der Fasern des magnetischen Rohres nicht unmittelbar an ihre Enden fallen, so kann hiernach die Rotation von gleich hoch innen und aussen an dem oberen Ende desselben befindlichen Quecksilberflächen, welche beide vom Centrum zur Peripherie von Strömen durchflossen sind, entgegengesetzt gerichtet erscheinen, indem sich die Rotation der äusseren Massen schon umgekehrt hat. Senkt man aber beide Quecksilberflächen gleichmässig, so wechselt dann auch später die Rotationsrichtung der inneren Quecksilbermasse, beide Rotationen werden gleichgerichtet.

119 Man kann sich bei diesen Versuchen statt des hohlen Stahlmagnetes auch eines hohlen Eisencylinders bedienen, den man mit einer Drathspirale umgiebt, durch welche man den Strom leitet. Die Erscheinungen sind dann im Wesentlichen wohl dieselben, indess werden sie complicirter wie bei Anwendung eines Stahlmagnetes, da nun gleichzeitig der Magnet und die Spirale auf die Flüssigkeitstheile wirken. Durch den Magnet würde in mittleren Höhen der Quecksilbermassen im Inneren und Aeusseren bei gleicher Stromesrichtung in denselben vom Centrum zur Peripherie die Rotation in gleicher Richtung, durch die Spirale in entgegengesetzter Richtung sich herstellen. Je nach dem Ueberwiegen der einen oder anderen Wirkung könnte dann die Rotation in verschiedenem oder gleichem Sinne innen und aussen stattfinden. Auch die Umkehrungserscheinungen würden für beide an verschiedenen Stellen eintreten, indess überwiegt doch hierbei nach Bertin die Wirkung der Spirale. — Es lässt sich daher die Richtung der Rotation nicht ohne Weiteres vorhersagen, sondern sie kann in gleicher Höhe des Magnetes bei verschiedener Anordnung der Spiralen u. s. f. sich ändern. Daher kann es denn auch kommen, dass de la Rive, mit Ausnahme der beim Stahlcylinder beobachteten und oben erwähnten Erscheinungen stets bemerkte, dass das ausserhalb und inner-

halb des Eisenmagnetes befindliche Quecksilber in entgegengesetztem Sinne rotirte, wenn der Strom in beiden in centrifugaler oder centripetaler Richtung floss, nach Bertin dagegen in einem aus 50 magnetisirten Stahlstäben gebildeten cylindrischen Rohr von 7 Centimeter Durchmesser und einem gusseisernen Magnet von gleichen Dimensionen das Quecksilber stets die gleiche Rotationsrichtung innerhalb und ausserhalb zeigte. — In einem Eisencylinder, der auf den Pol eines Elektromagnetes gestellt war, fand de la Rive oberhalb entgegengesetzte, unterhalb gleiche Rotationsrichtung des inneren und äusseren Quecksilbers, welches ausserhalb stets dieselbe Rotationsrichtung bewahrte. Bertin fand dagegen die Rotationsrichtungen innerhalb und ausserhalb überall gleich. Zwar werden sich hier die Resultate im Allgemeinen den oben ausgeführten Betrachtungen anschliessen, da man aber den Magnetismus durchaus nicht auf einen Ring concentrirt denken darf, der nahe dem Ende des Rohres liegt, sondern dasselbe auf seiner ganzen Länge Polarität zeigt, so werden die Betrachtungen in diesem Fall sehr complicirt.

Man kann durch einen Magnet auch einen gradlinigen Leiter um seine Axe in Rotation versetzen [1]. Ein Messingstab oder ein kupfernes 120

Fig. 89.



Röhrchen LM wird unten mit einem Gewicht von Platin belastet, oben mit einem Quecksilbernapf versehen und so in ein Gefäss voll Quecksilber eingesenkt. In den Quecksilbernapf taucht der eine Pol eines Magnetes NS. Man verbindet den anderen Pol N dieses letzteren vermittelst eines Quecksilbernapfes, sowie das Quecksilber im Gefässe von unten her mit den Polen der Säule. Da jede einzelne Längsfaser des Leiters von einem Strom durchflossen ist, so wird jede derselben von den ihr zur Seite stehenden magnetischen Längsfasern des Magnetes in Rotation versetzt werden, und durch Addition dieser Wirkungen auf die einzelnen Fasern der ganzen Leiter in Rotation kommen können.

C. Rotation eines Stromesleiters durch den Erdmagnetismus.

Wir haben schon §. 49 angedeutet, dass durch den Einfluss des Erdstromes eine Rotation eines Stromesleiters verursacht werden kann. 121

---

[1]) Ampère, Ann. de Chim. et de Phys. T. XX, p. 71. 1822.*; Gilb. Ann. Bd. LXXII, S. 274.*

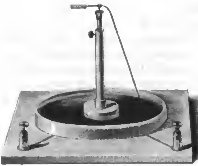
Da wir den Erdstrom durch einen sehr entfernten Magnet ersetzen können, der uns seinen Südpol zukehrt, und dessen Axe mit der Richtung der Inclination zusammenfällt, so lassen sich diese Rotationserscheinungen aus der Einwirkung des Erdmagnetes auf die Stromesleiter ableiten.

Während Faraday bei seinen Untersuchungen über die elektromagnetischen Rotationen diese Rotation nicht sogleich erhielt, beobachtete sie zuerst Ampère[1]). Die in Fig. 12 und 13 abgebildeten Apparate zeigen schon ohne Anwendung einer Drathspirale beim Hindurchleiten starker Ströme durch die beweglich aufgehängten Leiter die Rotation durch den Erdstrom. Die Richtung derselben ist, wenn der Strom in den Leitern von oben nach unten fliesst, von West durch Süd und Ost nach Nord.

Bei Umkehrung der Stromesrichtung wechselt dann auch die Richtung der Rotation.

Ein sehr einfacher Apparat, um dieselbe nachzuweisen, ist von Faraday angegeben. Derselbe ist ganz ebenso wie der Fig. 78 gezeichnete Apparat construirt, nur ist der unten in demselben befindliche Magnet entfernt. Der rotirende Drath ist etwa 16—20 Ctm. lang. — Zweckmässiger würde man den Drath, Fig. 90, vermittelst einer an einem Charnier drehbaren Spitze auf ein, durch eine Klemmschraube *a* mit dem einen Pol der Säule verbundenes, höher oder niederer zu stellendes Statif aufsetzen, welches oben ein Quecksilbernäpfchen trägt, und den Drath durch ein Gegengewicht balanciren. Unten lässt man den Drath in ein Gefäss voll Quecksilber tauchen, welches durch die Klemmschraube *b* mit dem anderen Pol der Säule verbunden ist.

Fig. 90.



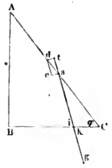
Bei diesem Apparat zeigen sich eigenthümliche Erscheinungen, je nachdem der Drath steiler oder weniger steil gegen den Horizont geneigt ist. Ist der Drath sehr flach gestellt, so dass er einen recht spitzen Winkel mit dem Horizont macht, so geräth er in eine constante Rotation. Ist der Drath in dem Inclinationswinkel gegen den Horizont geneigt, so stellt er sich in der Ebene der magnetischen Inclination in eine stabile Gleichgewichtslage ein, denn in dieser steht er auf der Ebene des Erdstromes senkrecht und erhält daher keinen Bewegungsantrieb. Ist der Drath gegen den Horizont noch

[1]) Ampère, Ann. de Chim. et de Phys. T. XVIII, p. 331. 1821.*

steiler gestellt, so hat er eine labile und eine stabile Gleichgewichtslage, in welchen er gleichviel nach rechts oder links von seiner nördlichsten Lage absteht.

Zur Erklärung dieser Erscheinungen wollen wir zuerst das Drehungsmoment berechnen, welches der Erdmagnetismus einem Stromelement ds ertheilt, welches in einer Verticalebene liegt und in einem Winkel φ gegen die Horizontalebene geneigt ist. Der Abstand des Elementes von der verticalen Drehungsaxe AB sei ϱ. 122

Fig. 91.



Liegt das Element in der Ebene des magnetischen Meridianes ABC (Fig 91), ist gs die Richtung der erdmagnetischen Kraft, die mit dem Horizont den Winkel $CKS = i$ macht, so können wir das Element in zwei Componenten st und es zerlegen, von denen die erste mit der Richtung gs zusammenfällt, die letztere auf ihr senkrecht steht. Die Componente es ist aber

$$es = ds \,.\, \cos dse = ds \sin(i - \varphi).$$

Ist die Kraft des Erdmagnetismus gleich M, die Intensität des das Element durchfliessenden Stromes gleich I, so ist die auf es ausgeübte Kraft

$$K = const\, I \,.\, M \,.\, ds \,.\, \sin(i - \varphi)$$

Dieselbe steht auf der Ebene ACB senkrecht. Die auf die Componente st ausgeübte Wirkung ist Null. Das auf ds ausgeübte Drehungsmoment ist mithin

$$D = const \,.\, I \,.\, M \,.\, \varrho \,.\, ds \sin(i - \varphi).$$

Ist ds ein Element eines geradlinigen Leiters AC von der Länge l, bezeichnen wir As mit s, so ist $\varrho = s \,.\, \cos\varphi$, also das auf den ganzen Leiter ausgeübte Drehungsmoment

$$(D) = Const\, I \,.\, M \,.\, l^2 \sin(i - \varphi) \,.\, \cos\varphi.$$

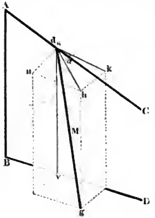
Das auf den Leiter ausgeübte Drehungsmoment ist also Null, wenn $i = \varphi$, d. i. der geradlinige Leiter mit der Richtung der erdmagnetischen Kraft zusammenfällt. Dasselbe ist ein Maximum, wenn $i - \varphi = 90^0$, also der Leiter auf der Richtung der erdmagnetischen Kraft vertical steht.

Befindet sich das Element ds in einer anderen um den Winkel α gegen die Ebene des magnetischen Meridians geneigten Verticalebene $ABCD$ (Fig. 92), so können wir die auf das Element wirkende erdmagnetische Kraft $sg = M$ in 2 Componenten zerlegen, von denen die eine sv vertical ist, die andere sh in der Horizontebene liegt. Letztere zerlegen wir wiederum in eine in der durch ds gelegten Verticalebene liegende Componente sk und eine auf dieser Ebene verticale Componente sn. Ist 123

[1]) Pohl, Gilb. Ann. Bd. LXXV, S. 284. 1823.*

nun der Winkel der Inclination $gsh = i, hsk = \alpha$, so ist $sv = M \sin i$, $sk = M \cos i \cos \alpha$, $sn = M \cos i \sin \alpha$.

Fig. 92.



Die letztere dieser Componenten übt auf das Element ds ein in der Verticalebene ABC selbst wirkendes Drehungsmoment aus, welches mithin unwirksam ist. Wenn ferner ds gegen die Compenenten sv und sk die Neigung $90 - \varphi$ und φ hat, so sind die von beiden Componenten auf ds ausgeübten Wirkungen, welche auf der Verticalebene ABC senkrecht stehen, zusammen (sie subtrahiren sich von einander):

$$W = const\, M\,.\,I\,.(\sin i \cos \varphi - \cos i \cos \alpha \sin \varphi)\, ds.$$

Ist ds wiederum das Element eines geradlinigen Leiters AC von der Länge l, der sich um die verticale Axe AB dreht, so wird das auf denselben ausgeübte Drehungsmoment:

$$(D) = Const\, I\, M\, l^2 \cos i \cos^2\varphi\, (tg\, i - \cos \alpha\, tg\, \varphi).$$

Ist zuerst der Leiter horizontal, also $\varphi = 0$, so ist das Drehungsmoment in allen Lagen des Leiters dasselbe, nämlich

$$(D) = Const\, I\, M\, l^2 . \sin i.$$

Ist der Leiter gegen den Horizont in einem spitzeren Winkel geneigt, wie der Inclinationswinkel, also ist $\varphi < i$, so wird für alle Werthe von α der Ausdruck $tg\, i - \cos \alpha\, tg\, \varphi$ einen positiven Werth behalten; das Drehungmoment ist stets in demselben Sinne gerichtet, wenn auch ungleich, indem es von der Lage des Leiters in der Ebene des magnetischen Meridians an, wo $\alpha = 0$, zunimmt, bis der Leiter in der auf dieser senkrechten Ebene sich befindet, für die $\alpha = 90^0$, u. s. f.

Ist der Leiter gerade im Inclinationswinkel gegen den Horizont geneigt, so ist $D = 0$, wenn $\alpha = 0$. In der Ebene des Meridians übt also der Erdmagnetismus kein Drehungsmoment auf den Leiter aus. Wird er aber aus dieser Ebene entfernt, wächst also α nach der positiven oder negativen Seite, so wird D jedesmal einen positiven Werth annehmen. Dann dreht sich jedesmal der Leiter im Sinne der normalen Rotation.

Ist endlich der Leiter steiler gestellt, also $\varphi > i$, so wird sowohl für einen bestimmten positiven, wie auch negativen Werth von α das Drehungsmoment $D = 0$. Der Leiter hat dann zwei Gleichgewichtslagen. Von diesen ist die eine Gleichgewichtslage labil, welche dem Winkel $+ \alpha$ entspricht, wo also der Leiter im Sinne der normalen Rotation aus der Ebene des Meridians verschoben ist. Denn wächst in diesem Falle α, so wird $\cos \alpha$ kleiner, also D positiv; d. i. der Leiter rotirt im normalen Sinne

weiter. Nimmt aber α ab, so wird D negativ; der Leiter rotirt im entgegengesetzten Sinne. Er entfernt sich beide Male weiter aus der Gleichgewichtslage. Die zweite, entgegen dem Sinne der normalen Rotation gegen die Meridianebene verschobene Gleichgewichtslage für den Winkel $-\alpha$ ist stabil; denn wird $-\alpha$ grösser, so wird D wiederum positiv, der Leiter nähert sich im Sinne der normalen Rotation der Gleichgewichtslage. Ebenso nähert er sich durch eine entgegengesetzte Drehung derselben, wenn $-\alpha$ kleiner wird, da dann D negativ ist. — Diese Gleichgewichtslagen hat Pohl mittelst eines Apparates nachgewiesen, der dem Figur 90 gezeichneten ganz ähnlich war.

Besteht der Leiter, statt aus einem, aus zwei diametral gegenüberliegenden in das Quecksilber eintauchenden Drähten, also einem Bügel, wie in den Apparaten Fig. 12 u. 13, dessen beide Arme im gleichen Sinne von oben nach unten oder umgekehrt vom Strom durchflossen sind, so ist stets der eine derselben in der Lage, dass er ein stärkeres normal gerichtetes Drehungsmoment erhält. Der Leiter hat dann keine Gleichgewichtslagen, sondern rotirt continuirlich.

Ist der Leiter bei diesen Versuchen nicht gerade, sondern gebogen, so kann man durch Integration stets das ihm ertheilte Drehungsmoment bestimmen.

D. Rotation eines Magnetes durch einen Stromesleiter.

Ein Magnet kann umgekehrt durch einen Strom in Rotation versetzt 124
werden. Nach §. 105 wird dies jedesmal eintreten, wenn der Magnet um irgend eine seiner Axe parallele Axe sich drehen kann und ein Theil der Stromesleitung fest mit ihm verbunden ist, so jedoch, dass die Verbindungspunkte des letzteren mit dem anderen Theile der Leitung nicht beide in der Axe des Magnetes liegen.

Für eine weniger vollständige elementare Betrachtung mag es zur Veranschaulichung der Vorgänge genügen, nur die Wirkung der dem Magnet zunächst liegenden, nicht fest mit ihm verbundenen Theile der Stromesleitung auf ihn zu betrachten. Wir können dann zwei extreme Fälle unterscheiden, wo einmal diese Theile der Leitung auf der Axe des Magnetes senkrecht stehen, das andere Mal gegen sie geneigt oder ihr parallel sind.

Die erste dieser Erscheinungen[1]) zeigt sich, wenn man ein Glasgefäss 125
A (Fig. 93) mit Quecksilber füllt, in dasselbe in der Mitte einen Drath B, am Rande einen mit dem Drath C verbundenen Ring von Kupfer D einsetzt, und die Dräthe B und C mit den Polen der Säule verbindet. Senkt man dann an irgend einer Stelle zwischen dem Mittelpunkt und der Peripherie in das Quecksilber einen Stahlmagnet NS ein, dessen unteres Ende mit

[1]) Faraday l. c. §. 108.

einem Platinstäbchen beschwert ist, damit derselbe in senkrechter Stellung schwimmt, so rotirt der Magnet je nach der Richtung des Stromes im Quecksilber und der Lage der Pole des Magnetes in der einen oder anderen Richtung.

Fig. 93.

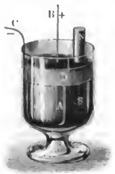


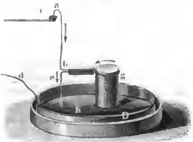
Fig. 94.



Es sei z. B. der obere Pol des Magnetes ein Nordpol, der Strom im Quecksilber gehe vom Centrum B zur Peripherie (Fig. 94), so werden wir die auf den Magnet durch die Ströme im Quecksilber ausgeübten Wirkungen uns ableiten können, wenn wir an Stelle des Magnetes einen durch die Richtung der Pfeile bezeichneten Strom setzen. Dann wird der Pol N durch die (von B aus gesehen) rechts von ihm liegenden im Quecksilber fliessenden Ströme angezogen, durch die links von ihm liegenden abgestossen und der Magnet rotirt in der Richtung des Pfeiles. Die durch den Magnet selbst fliessenden Stromestheile haben auf denselben keinen Einfluss.

126 Die Analogie des Verhaltens eines Magnetes und Kreisstromes bei diesem Versuche hat Ampère[1]) durch folgendes Experiment dargethan. Er hängt einen Drath $abge$ (Fig. 95) oberhalb in einem Quecksilbernapf a auf, der z. B. mit dem positiven Pol der Säule verbunden ist. Der Drath ist bei g zu einem Ringe gebogen, so jedoch, dass die nebeneinander liegenden Theile desselben von einander isolirt sind. Das untere Ende e des Drathes taucht in das Quecksilber des Gefässes h, in welches der Kupferring D eingesetzt ist, der mit dem negativen Pol der Säule verbunden ist. In dem Ringe g ist isolirt ein cylindrischer Stab befestigt, der in das Quecksilber taucht, so dass durch die gerade unter g befindlichen Stellen des Quecksilbers keine Ströme fliessen können. Fliesst der Strom im Drath $a\,b\,g\,e$, wie in der Zeichnung, so verbreitet sich derselbe von e aus radial durch das Quecksilber zum Kupferring und der Ring g rotirt in gleichem Sinne und in genau derselben Weise wie der

Fig. 95.



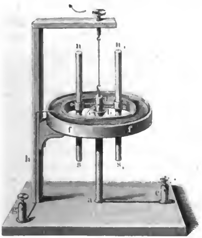
1) Ampère, Ann. de Chim. et de Phys. T. XX, p. 60. 1822;* Théorie, p. 336;* Gilb. Ann. Bd. LXXII, S. 257.*

Magnetpol *N* in Fig. 93 u. 94, bis der obere Theil des Drathes *a* an den ihn tragenden Arm anschlägt. Hätte man mit dem Ring nicht einen von ihm isolirten leitenden oder nichtleitenden Stab verbunden, der unter ihm in das Quecksilber taucht, so wäre keine Rotation entstanden, da dann die unter dem Ring befindliche Quecksilberfläche auch von Strömen durchflossen wäre, die die Wirkung der ausserhalb derselben fliessenden Ströme im Quecksilber gerade aufhöbe. Ist aber der in den Ring gesteckte und in das Quecksilber tauchende Stab ein Nichtleiter, so fliessen gerade unter dem inneren Raume des Ringes gar keine Stromtheile; ist der Stab vom Ring isolirt und ein Leiter, so sind die durch denselben fliessenden Stromtheile mit dem Ringe fest verbunden und können wiederum keine Wirkung auf ihn ausüben.

Soll der Magnet wesentlich unter Einfluss eines seiner Axe parallelen 127
Stromes rotiren, so kann dazu folgender Apparat verwendet werden:

Ein senkrechter Stab *ab* (Fig. 96) von Messing ist unterhalb mit der Klemmschraube *c* verbunden und trägt oberhalb einen Quecksilbernapf *b*. An einem über diesem Quecksilbernapf befestigten Haken hängt an einem Faden ein Bügel *d*, von dem aus eine Metallspitze in den Quecksilbernapf *b* taucht, und ein Drath *e* zu der mit *b* concentrischen Quecksilberrinne *f* führt, welche durch Drath *h* mit der Klemmschraube *g* verbunden ist. Durch den Bügel sind zwei Magnetstäbe *ns* und $n_1 s_1$ gesteckt und durch seitliche Schräubchen befestigt.

Fig. 96.



Verbindet man die Pole einer Säule mit den Klemmschrauben *c* und *g*, so circulirt der Strom z. B. in der Richtung *cabdefhg* durch den Apparat. — Betrachtet man nur die den Magneten zunächst liegenden Stromtheile in *ab*, so werden durch dieselben die nach unten gekehrten Südpole der Magnete so bewegt, dass der Pol *s* des links gelegenen Magnetes nach hinten, der Pol s_1 des rechts gelegenen Magnetes nach vorn aus der Ebene der Figur herauszutreten strebt. Hierdurch ist ein Kräftepaar in Thätigkeit gesetzt, welches beide Magnete in der Richtung des über der Figur gezeichneten Pfeiles in Rotation versetzt. Ein Wechsel der Stromesrichtung oder eine Umkehrung der beiden Magnete kehrt die Richtung der Rotation um.

Wäre der Quecksilbernapf *c* bei *a* angebracht, und der Stab *ab* an dem die Magnete tragenden Bügel befestigt, so dass er erst unterhalb in den Quecksilbernapf tauchte, so würde die Rotation gleichfalls stattfinden, da die Punkte, wo jetzt die mit den Magneten fest verbundenen und die von ihnen unabhängigen Theile der Leitung zusammentreffen, nicht beide in der Mittellinie der Axe der Magnete liegen.

Entfernt man den einen der beiden Magnete und ersetzt ihn durch ein Gegengewicht, so wird die Rotation in gleicher Weise, nur mit verminderter Geschwindigkeit stattfinden.

Würde man die beiden Magnete mit ihren ungleichnamigen Polen nach unten wenden, so würden die an ihnen wirkenden Kräfte sie in entgegengesetzter Richtung in Rotation zu versetzen streben, und so gegenseitig ihre Wirkung aufheben. — Flösse der Strom statt nur bis zur halben Höhe der Magnete, durch den Drath *ab* zwischen ihnen hindurch und bis zur Höhe der oberen Pole, so würden die auf diese wirkenden Kräfte sie in entgegengesetzter Richtung aus ihrer Lage zu drehen streben, wie die an den unteren Polen wirkenden Kräfte; das aus ihnen gebildete Kräftepaar würde das an den letzteren angreifende gerade aufheben. Nicht so wäre es, sondern die Wirkungen der Kräftepaare würden sich addiren, wenn ebenso wie in *ab* von unten nach oben, so auch noch von oben nach unten zwischen den oberen Hälften der Magnete ein nicht mit ihnen verbundener Strom geleitet würde.

Denkt man sich bei den beschriebenen Versuchen statt zweier Magnete, deren mehrere im Kreise herum um den Stab *ab* befestigt, so wird die Rotation in gleicher Weise stattfinden. Dasselbe wird geschehen, wenn diese Magnete zu einer in sich geschlossenen magnetisirten Stahlröhre vereint sind.

128 Eine Abänderung dieses Versuches ist unter Anderem von von Feilitzsch[1]) gegeben worden. Der Strom fliesst von der Klemmschraube *a* (Fig. 97) durch ein Rohr *b*, und durch ein System von Bügeln *c*, die auf einer Kugeloberfläche liegen, zu der Platte *d*. Von dieser geht ein Drath *g* nach unten. An einem Haken an der Platte *d* hängt ein hufeisenförmiger Magnet $n n_1 s$, dessen beide Schenkel unterhalb nordpolar, oberhalb südpolar sind. Der Magnet ist an seiner Biegung durchbohrt, und trägt daselbst einen Metallstab, der oben in einem Quecksilbernäpfchen *h* endet, in welches der Drath *g* taucht. Unten senkt sich der Stab in den Quecksilbernapf *i*, der mit der Klemmschraube *k* communicirt. Der Magnet geräth unter Einfluss des Stromes in Rotation. Man kann denselben offenbar als aus zwei getrennten und gekrümmten Magneten ns und $n_1 s$ bestehend denken, deren Südpole zusammenliegen.

Die Contactstellen *h* und *i* des mit dem Magnet fest verbundenen Theiles *hi* der Stromesleitung mit dem übrigen vom Magnet unabhängi-

[1]) von Feilitzsch, Pogg. Ann. Bd. CV, S. 585. 1858.*

gen Stromestheil liegen nicht beide in den Verbindungslinien ns oder n_1s der Pole dieser beiden Magnete, so dass aus der Ampère'schen Theorie die Rotation unmittelbar folgt.

Fig. 97.

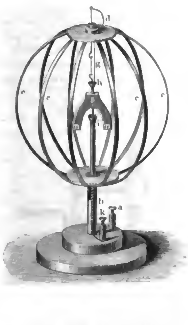


Fig. 98.



Bei einer anderen Anordnung schob von Feilitzsch einen flachen Stahlring N (Fig. 98), der so magnetisirt war, dass sein innerer Rand südpolar, sein äusserer nordpolar war, auf einen Pappkegel, und hängte ihn an der Spitze dieses Kegels im Inneren der Bügel des Apparates Fig. 97 so auf, dass die untere Fläche des Ringes an irgend einer Stelle, z. B. t, das Quecksilber im Quecksilbernapf i gerade berührte. Auf den Ring waren zwei concentrische Pappringe geklebt, so dass die Stelle t zwischen denselben lag. In den Zwischenraum zwischen denselben wurde Quecksilber gegossen, in welches das Ende des Drathes g gerade über t eingesenkt wurde. Der Ring setzte sich beim Durchleiten des Stromes durch den Apparat in Rotation. Man kann sich zur Erklärung dieser Rotation den magnetisirten Stahlring bestehend denken aus einzelnen radialen an einander gefügten Magneten. Derjenige unter diesen magnetischen Radien, durch den in jedem Moment der Strom selbst fliesst, wird freilich nicht bewegt, wohl aber die übrigen rechts und links von ihm befindlichen Radien des Ringes, von denen die einen von den über und unter dem Ringe befindlichen Theilen der Leitung angezogen, die anderen abgestossen werden. Es wäre daher eine irrthümliche Annahme, wenn man meinte, es sei diese Erscheinung ein Gegenbeweis gegen die von Ampère aufgestellte Behauptung (§. 105), dass ein Magnet und ein nicht fest mit ihm verbundener Leiter bei ihrer Rotation um einander 129

nicht sich durchschneiden köanen. Ein solches Verhältniss kommt in der That bei diesem Versuch gar nicht vor.

130 Man kann auch einen Magnet um seine eigene Axe durch einen Strom in Rotation versetzen.

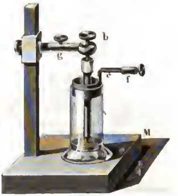
Ein einfacher Apparat, der diese Rotation zeigt, ist folgender:

Der Magnetstab *NS* (Fig. 99) ist mittelst Stahlspitzen in den Stahllagern *b* und *k* eingesetzt. Das untere Lager ist mit Quecksilber gefüllt und steht mit der Klemmschraube *a* in Verbindung. In der Hälfte der Höhe des Magnetes bei *c* ist auf denselben eine Metallfassung aufgesetzt, von der ein Drath ausgeht, dessen Ende in die Quecksilberrinne *f* taucht.

Fig. 99.



Fig. 100.



welche mit der Klemmschraube *e* verbuaden ist. Verbiadet maa die Klemmen *a* und *e* mit den Polen der Säule, und fliesst hierbei der Strom von unten nach oben durch die Hälfte des Magnetes, ist der uutere Pol desselben ein Nordpol, so rotirt er von oben gesehen entgegengesetzt der Bewegungsrichtung des Uhrzeigers.

Ein anderer Apparat ist folgender:

In ein mit Quecksilber gefülltes Glasgefäss, Fig. 100, wird ein verticaler Magnetstab eingesenkt, der unten mit einer kleinen Vertiefung auf eine

Fig. 101.



auf den Boden des Gefässes gekittete Stahlspitze gestellt wird. Am oberen Ende des Magnetes wird vermittelst der Schraube *b* eine zweite Stahlspitze in eine Vertiefung des Magnets (Fig. 101) eingeschoben, so dass sich der Magnet zwischen beiden Spitzen um sich selbst drehen kann. Das obere Ende des Magnetes ist mit einem Holzringe *a* umgeben, in den Quecksilber hinein gegossen wird. In das Quecksil-

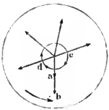
ber des Glasgefässes wird ein kupferner Ring *e* eingelegt, der mit dem einen Pol der Säule durch die Klemmschraube *f* verbunden wird. Eben so wird die Schraube *b* vermittelst der Klemmschraube *g* mit dem anderen Pol der Säule verbunden. Je nach der Richtung des Stromes und Stellung des Magnetes rotirt der letztere in der einen oder anderen Richtung. Ist z. B. der obere Pol des Magnetes ein Nordpol, und tritt in denselben von oberhalb der positive Strom ein, so rotirt der Magnet von oben gesehen in der Richtung des Uhrzeigers. — Mit dem Wechsel der Stromesrichtung und der Umkehrung des Magnetes wechselt die Richtung der Rotation.

Diese Rotationen folgen unmittelbar aus den Betrachtungen des §. 104. **131**
Da die Enden der nicht mit dem Magnet fest verbundenen Leitung des Stromes nicht beide in seiner Axe liegen, so werden alle magnetischen Längsfasern durch die Einwirkung derselben rotiren. — Der durch den Magnet selbst gehende und mit ihm fest verbundene Stromestheil kann auf seine Rotation keinen Einfluss haben, da dieser nur innere Kräfte in dem festen System entwickeln kann. — Man könnte daher ebenso gut, wie man den Strom durch den Magnet selbst leitet, so auch durch denselben oder neben demselben einen von ihm isolirten mit ihm fest verbundenen Drath hinführen, dessen Enden an denselben Stellen mit der übrigen Leitung durch Quecksilbernäpfe communiciren, wie der Magnet selbst in den beschriebenen Apparaten. — Wenn wir nur die dem Magnet ganz zunächst liegenden und ausser ihm befindlichen Stromtheile betrachten wollten, so wird bei dem zuerst beschriebenen Apparat z. B. der durch den Drath *ak* und von da vertical von unten nach oben in der Richtung der Axe zu ihm hinfliessende Stromestheil seine Rotation in folgender Weise bedingen. Fliesst hier der positive Strom von *a* nach *k*, ist der untere Pol des Magnets ein Nordpol, so werden alle der Stromesbahn zunächst liegenden magnetischen Fasern, die nicht in der Verlängerung der Stromesbahn selbst liegen, so abgelenkt, dass ihr Nordende sich für einen den Magnet von unten betrachtenden im Stromesleiter befindlichen Beobachter nach links wenden. Die entgegengesetzte Wirkung des Stromes auf das entferntere Südende des Magnetes ist viel schwächer, so dass der Magnet entsprechend der ersteren Wirkung in Rotation kommt. — Aus den Betrachtungen des §. 104 ist ferner ersichtlich, dass das Drehungsmoment des Magnetes ein Maximum ist, wenn die Quecksilberrinne *f* des Apparates auf halber Höhe des Magnetes sich befindet, und die Rotation bei weiterem Heben der Rinne abnimmt; dass sie endlich aufhört, wenn man den Strom an einem Ende *k* des Magnetes eintreten, am anderen *b* desselben austreten lässt. — Dagegen wird sich die Rotation verstärken, wenn man den positiven Strom gleichzeitig von oben und unten in *k* und *b* in den Magnet eintreten lässt und ihn aus der auf halber Höhe des Magnetes befindlichen Quecksilberrinne weiter leitet.

Bei dem zweiten Apparat, Fig. 100, wirken auf den Magnet aus näch-

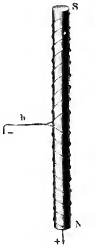
ster Nähe die in radialer Richtung von demselben aus durch das ihn umgebende Quecksilber strömenden Stromestheile. Denkt man sich hier den nach oben gekehrten Südpol des Magnetes, wie in Fig. 102 durch einen Kreisstom *cad* ersetzt, und fliesst der positive Strom durch den Magnet zum Quecksilber, so wird stets eine Anziehung der einzelnen ausserhalb des Magnetes befindlichen radialen Theile des Stromes, z. B. *ab* gegen die eine Seite *da* des Kreisstromes, eine Abstossung gegen die andere Seite *ac* desselben stattfinden, wodurch der Magnet in der Richtung *dac* um sich selbst rotiren muss, d. i. in demselben Sinne, wie die Rotation durch den senkrecht von oben zum Magnet geführten Stromestheil erfolgt.

Fig. 102.



132 Es ist von vornherein klar, dass man bei allen den in den §§. 124 bis 130 beschriebenen Versuchen Stahlmagnete statt der Elektromagnete verwenden kann, indem man die Stahlstäbe durch Eisenstäbe ersetzt, welche mit Drathspiralen umwickelt sind [1]). Es hat keine Schwierigkeit, die Drathverbindungen so herzustellen, dass derselbe Strom erst die Drathwindungen der Spiralen und dann die übrigen Theile des Rotationsapparates durchfliesst.

Fig. 103.



In dieser Art hat Sturgeon (l. c.) den um seine Axe rotirenden Magnet des Apparates, Fig. 99, durch einen Eisenstab *NS* (Fig. 103) ersetzt, der mit einer auf der oberen und unteren Hälfte entgegengesetzt gewundenen Spirale von übersponnenem Kupferdrath umwickelt war. Das obere und untere Ende der Spirale war an den Eisenstab gelöthet; von der Mitte derselben führte ein Drath *b* zur Quecksilberrinne des Apparates.

Der von unten in den Eisenstab eintretende Strom theilt sich hier; er durchläuft zum Theil die untere Hälfte der Spirale und tritt in *b* aus, zum Theil fliesst er durch den Eisenstab von *N* nach *S* und von da durch die obere Hälfte der Spirale wieder nach *b*. Der Stab erhält bei der angegebenen Richtung des Stromes unten einen Nordpol, oben einen Südpol und rotirt deshalb ganz entsprechend den in §. 130 gemachten Angaben. Die durch den Stab selbst fliessenden Antheile des

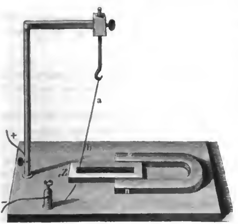
[1]) Sturgeon, Phil. Mag. T. XI, p. 194; Pogg. Ann. Bd. XXIV, S. 632. 1832 *

Stromes haben natürlich auf seine Rotation direct gar keinen Einfluss, da sie mit ihm fest verbunden sind.

Die im Vorigen beschriebenen Rotationsapparate beruhen alle auf 133
der Einwirkung von Magneten auf Stromestheile, die in sich nicht geschlossen sind. Dagegen kann bei unveränderlicher Leitung durch einen geschlossenen Stromkreis auf einen Magnet ebenso wenig wie durch die Einwirkung zweier Magnete auf einander eine continuirliche Bewegung erzielt werden (vgl. §. 105). Dennoch hat man solche Bewegungen in diesen beiden Fällen dadurch hervorgebracht, dass man durch geeignete Vorrichtungen, welche ähnlich wie die Steuerung der Dampfmaschine wirken, die Leitung des Stromes oder die Polarität der auf einander wirkenden Magnete änderte. — Auf diesem Princip beruhen die vielfach abgeänderten elektromagnetischen Bewegungsmaschinen, von denen wir einige im technischen Theile zu betrachten haben. Hier wollen wir nur einige wenige derselben anführen, welche namentlich zur selbstthätigen Unterbrechung des Stromes dienen.

Hängt man einen Drath ab (Fig. 104) an einer Oese vertical auf, so dass sein unteres Ende in die zwischen den Polen ns eines Hufeisenmagnetes befindliche Quecksilberrinne z vor der Ebene der Polflächen taucht und verbindet man das den Drath tragende metallene Gestell sowie die Quecksilberrinne mit den Polen einer Säule, so beginnt der Drath in der auf der Ebene der Magnetpole verticalen Ebene zu oscilliren. Geht der Strom durch den Drath von oben nach unten, so wird er bei der in der Zeichnung angegebenen Lage des Magnetes zwischen seine Pole hineingezogen, wie sich leicht ergiebt, wenn man die die Moleküle der Magnete umfliessenden Molekularströme an ihren Polen zu Kreisströmen vereint denkt.

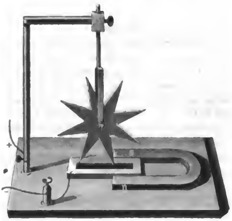
Fig. 104.



Durch diese Bewegung des Drathes schwingt er aus dem Quecksilber heraus; der Strom wird unterbrochen, der Drath fällt zurück und das Spiel beginnt von Neuem. Bei Umkehrung der Stromesrichtung im Drath oder Verwechselung der Pole des Magnetes bewegt sich der Drath hierbei nach der den Magnetpolen abgewendeten Seite.

Befestigt man ein sternförmiges metallenes Rad mit seiner Axe in einem Bügel, und lässt das Ende seiner einen Speiche gerade in die zwischen den Polen des Magnetes *ns* (Fig. 105) befindliche Quecksilberrinne eintauchen, so wird bei Verbindung des das Rad tragenden Bügels und der Quecksilberrinne wie bei dem oben beschriebenen Versuch die in das Quecksilber tauchende Speiche des Rades je nach der Stromesrichtung und Lage der Magnetpole zu den Magnetpolen hingezogen oder von ihnen fortgestossen. Sie hebt sich dadurch aus dem Quecksilber und dafür tritt die folgende Speiche in dasselbe, die sich in demselben Sinne fortbewegt. So geräth das Rad in dem einen oder anderen Sinne in Rotation. Diesen Apparat bezeichnet man mit dem Namen des **Barlow'schen Rades**[1]).

Fig. 105.



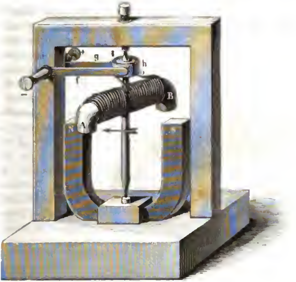
134 Ein anderer, in seinen Haupttheilen von **Ritchie**[2]) angegebener Apparat ist der folgende, bei welchem ein Elektromagnet von veränderlicher Polarität vor einem Stahlmagnet rotirt.

Vor den Polen *NS* (Fig. 106) eines Stahlmagnetes dreht sich an einer verticalen Axe ein Eisenstab *AB*, welcher mit übersponnenem Kupferdrath umwickelt ist. Die Enden dieses Drathes sind mit zwei halbcylindrischen Stücken Kupfer *h* und *i* verbunden, welche auf die Peripherie eines kleinen, auf der Axe aufgesetzten Holzrades aufgeschraubt sind, so jedoch, dass sie einander nicht berühren, und ihre Zwischenräume gerade um 90° gegen die durch die Schenkel des Stahlmagnetes gelegte verticale Ebene gedreht sind, wenn der Eisenstab *AB* in jener Ebene sich befindet. Gegen das Holzrad schleifen die Federn *f* und *g*, welche mit den Polen einer Säule verbunden sind. Tritt in die Feder *g* der positive Strom ein, so fliesst er durch das Kupferstück *h*, strömt bei *o* in den um Stab *AB* gewundenen Drath und fliesst sodann durch das Kupferstück *i* und Feder *f* weiter. Dadurch erhält der Eisenstab bei *B* einen Nord-, bei *A* einen Südpol. Der Stab *AB* dreht sich gegen den Magnet *NS*,

[1]) **Barlow**, On magnetic attraction. London 1823, p. 279; Bibl. univ. T. XX, p. 127. — [2]) **Ritchie**, Phil. Trans. 1833. Vol. II, p. 318; Pogg. Ann. Bd. XXXII, S. 538.

dass B sich dem Pol S nähert. Hat B diesen Pol erreicht, so tritt jetzt Feder g von dem Kupferstück h auf das Stück i, Feder f von i auf h;

Fig. 106.



die Polarität in AB wird umgekehrt. Das Ende B wird ein Südpol und von Pol S abgestossen; es bewegt sich daher der Stab AB in der bestehenden Rotationsrichtung weiter.

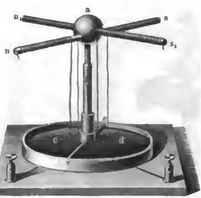
Die Construction eines anderen praktischen Apparates dieser Art, des Wagner-Neef'schen Hammers, auf dessen Einrichtung die Theil I, §. 305 beschriebene Siemens'sche selbstthätige Wippe beruht, werden wir im Capitel „Inductions-Elektromotoren" näher angeben.

Auch durch den Erdmagnetismus kann man continuirliche Rotationen 135
von Elektromagneten hervorbringen, wenn man zu geeigneten Zeiten ihre Polarität umkehrt. — Von den hierzu construirten Apparaten beschreiben wir nur den folgenden.

Durch eine Kugel a, Fig. 107 (a. f. S.), sind rechtwinklig gegen einander zwei horizontale Eisenstäbe ns und $n_1 s_1$ gesteckt, welche mit übersponnenem Kupferdrath umwunden sind. Die Kugel ist auf einer verticalen Axe befestigt, welche sich in der Hülse b leicht dreht. Unter derselben befindet sich ein durch eine Scheidewand ee in zwei Abtheilungen c und d getheilter Quecksilbernapf, in welchen die vier Enden der die Eisenstäbe umgebenden Drathspiralen eintauchen. Die beiden Hälften des Quecksilbernapfes sind mit Klemmschrauben verbunden, zu denen man die Leitungsdräthe der Säule hinführt. Man stellt den Apparat so, dass die

Scheidewand des Quecksilbernapfes in der Ebene des magnetischen Meridians fällt. Der Strom theilt sich dann zwischen den Spiralen beider Eisenstäbe und magnetisirt sie; ihre einen Enden suchen sich nach Nord, die anderen nach Süd zu stellen. Sobald aber die Leitungsdräthe der einen oder anderen Spirale über die Scheidewand hinübertreten, kehrt sich die Polarität des Eisenstabes in derselben um und der Stab sucht sich entgegengesetzt zu stellen. So findet, wie bei dem Apparat von Ritchie, eine continuirliche Rotation statt [1]).

Fig. 107.



Es hat keine Schwierigkeit, solche Apparate auch so zu construiren, dass sie, statt in einer horizontalen, in einer verticalen Ebene rotiren [2]).

E. Elektromagnetisches Verhalten des galvanischen Lichtbogens.

136 Da der zwischen Kohlenspitzen erzeugte galvanische Lichtbogen sich wie die übrigen Leiter des Stromes verhält, so wird er durch die Einwirkung eines Magnetpoles abgelenkt, wie jene.

Liegen die Kohlenspitzen horizontal, so weicht hierbei der Lichtbogen nicht nur durch die Einwirkung des aufsteigenden Luftstromes nach oben aus, sondern er entfernt sich durch den Einfluss des Erdmagnetismus auch nach der einen oder anderen Richtung aus der durch die Kohlenspitzen gelegten senkrechten Ebene [3]).

Geht der Strom durch die Kohlenspitzen von:	so weicht der Scheitel des Bogens ab nach:
Nord nach Süd	Ost
West „ Ost	Nord
Süd „ Nord	West
Ost „ West	Süd.

[1]) Aehnlich v. Kramer, Pogg. Ann. Bd. XLIII, S. 304. 1838.* — [2]) Vergl. v. Feilitzsch, Karsten's Encyclopädie, S. 333. — [3]) Casselmann, Pogg. Ann. Bd. LXIII, S. 588. 1844*.

Man kann sich von dieser Ablenkung des Bogens leicht Rechenschaft geben, wenn man sich vorstellt, das unter demselben in der Erde ein Magnet in der Richtung der Inclinationsnadel liege, dessen Südpol nach Norden gekehrt ist, und der stets die in den einzelnen Theilen des Lichtbogens fliessenden Stromtheile den ihn repräsentirenden Strömen gleichzurichten strebt.

Man kann das magnetische Verhalten des Lichtbogens noch besser zeigen, wenn man ihm direct einen Magnet nähert.

Es mögen also z. B. die Kohlenspitzen in der Ost-Westlinie stehen und der Strom zwischen ihnen von Ost nach West circuliren.

Bei folgender Stellnng des Magnetes wird dann der Bogen in der beigeschriebenen Weise abgelenkt.

Der Magnet steht zum Bogen:	Der Nordpol des Magnetes ist gerichtet nach:	Ablenkung des Bogens nach:
Nördlich	Süden	Süden
Südlich	Oben	„
Oberhalb	Norden	Schwach n. S.
Nördlich	Unten	Nord
Unterhalb	Norden	Nord Wölbung nach oben
Südlich	Unten	Ebenso. Stärk.
Oberhalb	Süden	Ebenso. Stärk. Wölb. nach unten
Nördlich	Oben	Süd. Wölbung nach unten.

Bedient man sich als Elektrode an der Stelle der einen Kohlenspitze 137
eines Stahlstabes oder eines durch einen herumgeleiteten Strom magnetisirten Eisenstabes, so rotirt der Bogen um den Magnetstab. Diese Rotation wurde zuerst von Walker[2]) beobachtet. Er drückte den von dem negativen Pol einer Säule von 160 Daniell'schen Elementen kommenden Drath auf das nordpolare Ende eines Hufeisenmagnetes. Wurde dem Drath nun bis zur Schlagweite der vom positiven Pol kommende Drath genähert, so entstand ein Flammenbogen, der in derselben Richtung wie ein Uhrzeiger rotirte. Wurde der Südpol des Magnetes an Stelle des Nordpoles verwendet, so kehrte sich die Richtung der Rotation um.

Die Rotation des Lichtbogens findet in derselben Richtung statt, in der ein gegen den Pol des Magnetes senkrecht gerichteter von dem Strom durchflossener Leiter um ihn rotiren würde. Dies zeigen die folgenden Versuche, bei denen der den Lichtbogen erzeugende Strom von West nach Ost zwischen einer Kohlenspitze und einem Magnetstab als Elektroden floss.

---

[1]) Davy, Phil. Trans. 1821. Vol. II. p. 427;* Gilb. Ann. Bd. LXXI, S. 241.* — [2]) Walker, Transact. London El. Soc. 1837 — 1840; Pogg. Ann. Bd. LIV, S. 514. 1841.*

Stand der Magnetstab:	Und war der gegen den Bogen gerichtete Pol ein:	So war die Richtung der Rotation:
Westlich	Südpol	von Nord unten herum nach Süd
„	Nordpol	„ Süd „ „ „ Nord
Oestlich	Südpol	„ Nord „ „ „ Süd
„	Nordpol	„ Süd „ „ „ Nord.

Wenn die beiden Elektroden aus Eisen sind und (gleichviel in welchem Sinne) magnetisirt, muss man sie viel weiter einander nähern, damit der Lichtbogen zwischen ihnen zu Stande kommt, als wenn sie nicht magnetisirt sind, da nun der Bogen eine seitliche Ausbiegung und dadurch bei gleichem Abstande der Elektroden eine grössere Länge erhält.

Lässt man entsprechend den Lichtbogen zwischen zwei Eisenspitzen sich bilden, und umgiebt beide mit Spiralen von dickem Kupferdrath, so hört im Moment des Durchleitens des Stromes durch letztere, also beim Magnetisiren der Spitzen der Bogen auf; er stellt sich aber wieder her, wenn man gleich darauf, ehe noch die Spitzen erkaltet sind, den magnetisirenden Strom unterbricht. Zugleich beobachtet man beim Magnetisiren der Elektroden eine Veränderung der äusseren Erscheinung des Bogens selbst, und zwar treten diese besonders stark hervor beim Magnetisiren der positiven Elektrode, deren Materie, wenigstens unter gewissen Bedingungen (Th. I., §. 506 u. flgde.), vorzüglich an der Bildung des Lichtbogens Antheil hat. Man bemerkt dann auch in dem Augenblick, wo der Lichtbogen sich herstellt, ein zischendes, starkes Geräusch.

Die nämlichen Erscheinungen zeigen sich bei Anwendung von Elektroden von nicht magnetischen Metallen, welche zwischen die Pole eines starken Elektromagnetes gebracht werden.

138 Stellt man zwischen einer auf den einen Pol des Magnetes gelegten und mit dem positiven Pol einer Säule verbundenen Platinplatte und einer darüber gestellten Platinspitze als negativen Elektrode den Lichtbogen her, so hört man beim Schliessen des den Magnet magnetisirenden Stromes ein Zischen.

Die Entfernung von Spitze und Platte, bei der der Bogen aufhört zu erscheinen, ist kürzer, und auf der Platinplatte erscheint ein grösserer blauer Fleck, als ohne Anwendung des Magnetismus.

Bei Umkehr der Richtung des Stromes im Lichtbogen neigt sich der Lichtbogen in schräger Richtung gegen den Rand der Platte, zerreisst oft mit knallendem Geräusch, und verschiebt sich in Folge der elektromagnetischen Rotation. Platten und Spitzen von Silber, Kupfer zeigen dieselben Erscheinungen, nur zeigt sich, wenn die Platten als negative Elektroden dienen, nach dem Versuch ein spiralförmiger Fleck auf den-

---

[1]) De la Rive, Phil. Trans. 1847. T. I, p. 37;* Pogg. Ann. Bd. LXXVI, S. 280.*

selben, welcher bei der Rotation des Bogens durch geschmolzenes Metall auf ihnen verzeichnet ist, und der in feine Verästelungen, ähnlich denen der positiven Lichtenberg'schen Figuren, ausläuft. Ist die Platte negativ, so bildet sich auf ihr nur ein kleinerer runder Fleck, auf dem an irgend einer Stelle eine der Richtung der Rotation des Bogens entsprechende Curve heraustritt.

Bei Anwendung zweier Spitzen als Elektroden hört man ein zischendes oder ein knatterndes Geräusch, je nachdem der Lichtbogen continuirlich ist oder oft unterbrochen wird. Man hört das Zischen deutlicher, wenn die positive Spitze sich leicht zertheilt. Wendet man daher eine Spitze von Platin und eine Spitze von Kupfer als Elektroden an, so tritt es stärker hervor, wenn die positive Spitze von Platin ist, welche sich durch den Strom viel stärker erhitzt, als die Kupferspitze. Ist letztere positiv, so hört man mehr das knatternde Geräusch, welches indess beim Erhitzen derselben bis zum anfangenden Schmelzen dem zischenden Tone Platz macht. Ohne Anwendung des Magnetismus hört man das Geräusch nicht. — De la Rive glaubt deshalb, dass dasselbe durch molekulare Veränderungen bedingt sei, welche die dünnen von den Elektroden losgetrennten Schichten, die den Lichtbogen bilden, in Folge der Magnetisirung erleiden. — Sehr wohl scheint indess zum grossen Theil auch die elektrodynamische Wirkung des Magnetes auf die vom Strom durchflossene und sich von den Elektroden trennende Materie des Lichtbogens diese Erscheinungen bedingen zu können, indem dieselbe durch den Einfluss des Magnetes in Rotation versetzt und nach aussen geschleudert wird, und so schneller sich von den Elektroden entfernt, leichter ihre Continuität verliert und unter Detonationen zerreisst.

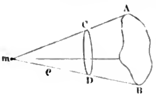
VII. Berechnung der Wirkung geschlossener Ströme auf einen Magnetpol.

Mit Hülfe der in den vorigen Paragraphen gegebenen Sätze können 139
wir die Wirkung jedes beliebigen geschlossenen Stromes auf einen Magnetpol berechnen.

Diese Berechnung kann auf eine doppelte Weise geschehen. Einmal können wir die Componenten der Wirkung eines einzelnen Elementes des Stromes auf den Magnetpol nach dem Biot-Savart'schen Gesetz bestimmen, und durch Integration über alle Elemente die Componenten der Wirkung des ganzen Stromes erhalten. Sodann aber können wir auch denselben stets durch ein System unendlich kleiner geschlossener Ströme von gleicher Intensität i wie der gegebene Strom ersetzen, deren Flächenräume λ einander gleich sind, und die irgend eine beliebige, von dem Strome um-

grenzte Fläche bedecken. Für jeden dieser kleinen Ströme können wir einen auf seiner Ebene senkrechten Magnet setzen, dessen Moment $M = \frac{1}{2}\, i\lambda$ ist (§. 97). Die Wirkung des ganzen geschlossenen Stromes lässt sich sonach durch die Wirkung zweier unendlich nahe an einander liegender, mit entgegengesetzten magnetischen Fluidis beladener Flächen darstellen. Denken wir durch den Pol m und den Umkreis des Stromes AB eine Kegelfläche mAB gelegt, und nun den Pol m eine Kugel mit dem Radius ϱ beschrieben; so schneidet diese die Kegelfläche in einem Segment CD. Wir können dann den zwischen dem Segment CD und Strom AB liegenden Theil der Kegelfläche sammt dem Segment CD als die Fläche annehmen, welche von den den Strom AB ersetzenden unendlich kleinen geschlossenen Strömen bedeckt ist. Setzen wir an Stelle dieser Ströme kleine Magnete, die auf ihnen senkrecht stehen, so üben die auf der Kegelfläche $CDAB$ befindlichen Magnete keine Wirkung auf den Pol M aus und es bleibt nur die Wirkung der auf dem Kugelsegment CD befindlichen Magnete.

Fig. 108.



Die einen Pole N dieser Magnete befinden sich auf dem Kugelsegment CD selbst. Die anderen Pole S auf einer, um die Länge $\delta\varrho$ von dieser Kugelfläche entfernten concentrischen Fläche. Wollten wir die Wirkung dieser Pole S auch auf die Oberfläche des Kugelsegmentes übertragen, so müssten wir die Quantität des magnetischen Fluidums derselben in demselben Verhältniss abnehmen lassen, als ihre Einwirkung auf m bei ihrer Annäherung zunimmt; d. i. im Verhältniss von $\frac{(\varrho + \delta\varrho)^2}{\varrho^2}$.

Ist die Quantität des Fluidums der Magnetpole N auf der Einheit der Fläche der Kugelfläche gleich f, so ist also die auf dieselbe Fläche übertragene Quantität des Fluidums der Pole S gleich $f\frac{\varrho^2}{(\varrho + \delta\varrho)^2}$. Die Wirkung der Flächeneinheit der Kugeloberfläche auf den Magnetpol m entspricht der Differenz der Wirkungen der Fluida der beiden Pole, also mit Vernachlässigung der die höheren Potenzen von $\delta\varrho$ enthaltenden Glieder:

$$f\left(1 - \frac{\varrho^2}{(\varrho + \delta\varrho)^2}\right) = f\frac{2\,\delta\varrho}{\varrho}.$$

Auf dem Flächenelement $\varrho^2 du$ ist also das Quantum des wirksamen Magnetismus

$$2f\varrho\,\delta\varrho\, du.$$

Da dieser Magnetismus auf den Magnetismus des Poles m nach dem Gesetz des umgekehrten Quadrates der Entfernung wirkt, können wir die

Componenten der Wirkung des ganzen Kugelsegmentes CD, d. i. also die Wirkung des Stromes AB finden, indem wir die Potentialfunction von CD auf m

$$V = \int \frac{2f\varrho\,\delta\varrho\,du}{\varrho} = 2f\delta\varrho \int du$$

bilden. Der Werth $2f\delta\varrho$ ist constant, und zwar der Intensität i des Stromes AB proportional.

Der Werth $\int du$ ist die Oberfläche des Kugelsegmentes CD, welcher dem Radius $r = 1$ entspricht. Man erhält also die Potentialfunction V, indem man die Intensität des Stromes mit dem körperlichen Winkel des Kegels multiplicirt, dessen Spitze der Pol m, dessen Basis der Strom AB ist. Differenziren wir diese Potentialfunction nach den Coordinaten x, y, z partiell, so erhalten wir die entsprechenden Componenten der Wirkung des Stromes AB auf den Pol m [1]).

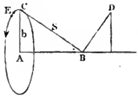
Eine Ausführung der Berechnung der Wirkung verschieden gestalteter geschlossener Ströme auf einen Magnetpol ist hiernach nur Aufgabe der Mathematik. Dieselbe hat indess nur in wenigen speciellen Fällen ein physikalisches Interesse. Wir wollen deshalb nur einige der wichtigsten dieser Fälle näher betrachten.

Die Einwirkung eines kreisförmigen Stromes auf ein in der Axe 140
desselben liegendes magnetisches Theilchen berechnet sich in folgender Weise. Es sei:

der Radius des kreisförmigen Stromesleiters AC	$= b$
das Bogenelement desselben CE	$= b\,d\varphi$
die Intensität des ihn durchfliessenden Stromes	$= i$
der Abstand des magnetischen Theilchens B von dem Mittelpunkt des Stromleiters AB	$= x$
das magnetische Fluidum des Theilchens B	$= \mu$.

Die Richtung der Wirkung des Elementes $r\,d\varphi$ auf das magnetische Theilchen steht senkrecht auf der Ebene CEB. Nehmen wir an, das magnetische Fluidum in B sei nordmagnetisch, so wird dasselbe, wenn der Strom durch den Kreis A in der Richtung des Pfeiles strömt, in der Richtung BD angetrieben.

Fig. 109.



Die Wirkung selbst ist entsprechend dem Werth

$$c \cdot \frac{i\,\mu\,b\,d\varphi}{CB^2} = c\,\frac{i\,\mu\,b\,d\varphi}{b^2 + x^2}.$$

1) Gauss, Resultate des magn. Vereins. 1838. S. 51.*

Zerlegt man diese Wirkung in zwei auf einander rechtwinklige Componenten, von denen die eine in der Richtung der Axe AB, die andere senkrecht gegen dieselbe wirkt, so ist die erstere

$$c \frac{i \mu b \, d\varphi}{b^2 + x^2} \cdot \frac{b}{\sqrt{b^2 + x^2}} = \frac{c \, i \mu b^2 \, d\varphi}{(b^2 + x^2)^{3/2}} \, .$$

Die Gesammtwirkung des ganzen Stromleiters AC erhält man durch Integration innerhalb der Grenzen 0 und 2π. Sie ist

$$\frac{2\pi c \, i \mu b^2}{(b^2 + x^2)^{3/2}} \, .$$

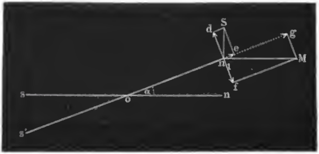
Die gegen die Axe AB verticalen Componenten der einzelnen Theile des Stromes in dem Leiter A heben sich alle gegenseitig auf, so dass als Gesammtwirkung nur jene Componente in der Richtung der Axe übrig bleibt.

Liegt das magnetische Element in der Mitte des Kreisstromes, so ist $x = 0$, und es bleibt die Wirkung

$$\frac{2\pi c \, i \mu}{b} \, .$$

141 Ist nun das magnetische Theilchen der Nord- oder Südpol einer im Punkt B oder auch in Mitten des Kreises A (Fig. 109) befindlichen sehr klei-

Fig. 110.



nen Magnetnadel $n_1 s_1$, während die Ebene des Kreises A selbst mit der Ebene des magnetischen Meridians zusammenfällt, so wird der Kreisstrom auf beide Pole mit Kräften wirken, welche senkrecht auf seiner Ebene oder auf der des Meridians wirken. Es sei ns (Fig. 110) die Lage der Magnetnadel im magnetischen Meridian, $n_1 s_1$ dieselbe nach ihrer Ablenkung durch den Strom. Wir wollen ferner annehmen, dass die Resultante Sn_1 der ablenkenden Wirkungen des Kreisstromes sich wegen der Kleinheit der Nadel nach Grösse und Richtung bei dieser Ablenkung nicht ändere, also stets senkrecht auf der Ebene des magnetischen Meridians

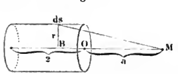
wirke. Es wird dann der Nordpol der Nadel n_1 zugleich durch die Kraft des Erdmagnetismus in der Richtung $n_1 M$ gezogen, welche dem magnetischen Meridian parallel ist. Es mögen $S n_1$ und $n_1 M$ auch der Grösse nach die wirkenden Kräfte des Stromes und des Erdmagnetismus darstellen. Soll die Nadel nach ihrer Ablenkung in Ruhe sein, so müssen die auf dieselbe durch beide Kräfte ausgeübten Drehungsmomente gleich sein. Zerlegt man dieselben daher in je zwei Componenten $n_1 e$ und $n_1 d$, $n_1 g$ und $n_1 f$, von denen die einen mit der Richtung $o n_1$ der Nadel zusammenfallen, die andern auf ihr derselben senkrecht stehen, so muss $n_1 d = n_1 f$ sein. Ist der Ablenkungswinkel der Nadel α, so ist $n_1 d = S n_1 \cos \alpha$, $n_1 f = n_1 M \sin \alpha$, d. i. $S n_1 = n_1 M \, tg\, \alpha$. Dieselbe Betrachtung würde auch für die auf den Südpol der Nadel wirkenden Kräfte gelten.

Die Intensität des Stromes ist also der Tangente des Ablenkungswinkels der Nadel proportional.

Wir wollen ferner die Wirkung einer geraden und cylindrischen Drathspirale auf ein in ihrer Axe befindliches magnetisches Theilchen M, Fig. 111, berechnen [1]). 142

Die Länge der Spirale sei $2l$, ihr Radius r, die Länge des auf die Spirale gewundenen Drathes sei S, die Neigung der einzelnen Elemente

Fig. 111.



desselben gegen die auf der Axe der Spirale verticale Ebene, welche an allen Stellen der Spirale gleich sei, gleich φ, der Abstand des magnetischen Theilchens von der ihm zunächst gelegenen Grundfläche O der Spirale gleich $MO = a$. Es sei die Verbindungslinie eines Elementes ds der Spirale mit M gleich e. Da nun die auf der Axe verticale Componente des Elementes ds gleich $ds \cos \varphi$ ist, so ergiebt sich die Wirkung dieser Componente in der Richtung der Axe, welche allein bei der Summation der Wirkungen sämmtlicher Elemente in Betracht kommt,

$$X = \frac{i \mu \, ds \, r \cos \varphi}{e^3}.$$

Fällt man ein Loth dsB vom Element ds auf die Axe der Spirale und bezeichnet die Länge des Drathes derselben von der Grundfläche O bis zum Element ds mit s, so ist $BO = a + s \sin \varphi$, also $e^2 = r^2 + (a + s \sin \varphi)^2$. Führt man diesen Ausdruck in X ein und integrirt nach ds für die ganze Länge des Drathes, so erhält man die Gesammtwirkung der Spirale

---

[1]) Haedenkamp, Pogg. Ann. Bd. LXXVIII, S. 58. 1849.*

$$(X) = i\mu r \cos\varphi \int_0^S \frac{ds}{\sqrt{r^2 + (a + s\sin\varphi)^2}^3}$$

$$= \frac{i\mu}{r}\frac{\cos\varphi}{\sin\varphi}\left\{\frac{a + S.\sin\varphi}{\sqrt{r^2 + (a + S.\sin\varphi)^2}} - \frac{a}{\sqrt{r^2 + a^2}}\right\}$$

In diesem Ausdruck können wir $S\sin\varphi = 2l$ setzen. — Ist die Neigung der Spiralwindungen gegen die auf der Axe der Spirale senkrechte Ebene klein, so ist nahezu $\cos\varphi = 1$. Ist ferner die Zahl der Windungen n, so ist $S = 2r\pi n$, also in diesem Fall

$$(X) = \frac{i\mu\pi n}{l}\left\{\frac{a + 2l}{\sqrt{r^2 + (a + 2l)^2}} - \frac{a}{\sqrt{r^2 + a^2}}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \ (1)$$

Zieht man von M nach der Peripherie der beiden äussersten Windungen der Spirale zwei Linien, welche mit ihrer Axe die Winkel ψ und ψ_1 machen, so ist dann auch

$$(X) = \frac{i\mu\pi n}{l}(\cos\psi - \cos\psi_1) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \ (2)$$

Liegt das magnetische Theilchen im Mittelpunkt der Spirale, so ist die Wirkung der Spirale, wie sich leicht durch Differentiation des obigen Ausdruckes ergiebt, im Maximum. In diesem Fall ist $a = -l$. Ist die Diagonale der Spirale $2d$, so wird $d^2 = r^2 + l^2$, also

$$(X_m) = \frac{2i\mu\pi n}{\sqrt{r^2 + l^2}} = \frac{2i\mu\pi n}{d}.$$

Von der Mitte der Spirale nach den Enden nimmt diese Kraft ab. Man kann indess der Spirale leicht eine solche Länge geben, dass bei einer gewissen Verschiebung b des magnetischen Theiles nach beiden Enden der Spirale die Kraft nur um einen bestimmten kleinen Theil abnimmt. Setzen wir dann in die Formel 2) für $\cos\psi$ und $\cos\psi_1$ die Werthe ein, so erhalten wir

$$(X) = \frac{i\mu\pi n}{l}\left\{\left(1 + \frac{r^2}{(l + b)^2}\right)^{-\frac{1}{2}} + \left(1 + \frac{r^2}{(l - b)^2}\right)^{-\frac{1}{2}}\right\}.$$

Setzen wir $l = \sqrt{d^2 - r^2}$, $\varrho = \frac{r}{d}$, so können wir diesen Ausdruck in eine Reihe nach Potenzen von ϱ entwickeln. Ist r gegen l und d klein, so kann

$$\sqrt{1 - \varrho^2} = 1 - \frac{1}{2}\varrho^2, \ \frac{1}{\sqrt{1 - \varrho^2}} = 1 + \frac{1}{2}\varrho^2$$

gesetzt werden, und es wird:

$$(X) = \frac{2i\mu\pi n}{d}\left(1 - \frac{3d^2 - b^2}{2(d^2 - b^2)^2}\varrho^2 b^2 + \cdots\right)$$

Wir können uns nun die Aufgabe stellen, dass die Wirkung (X) auf den um b von der Mitte der Axe der Spirale entfernten Punkt μ von der

Wirkung $\frac{2i\mu\pi n}{d}$ in der Mitte selbst nur um einen bestimmten aliquoten Theil m differire. Dann muss

$$m = \frac{3d^2 - b^2}{2(d^2 - b^2)^2}\varrho^2 b^2$$

sein, oder

$$\frac{b^2}{d^2} = 1 + \frac{\varrho^2}{4m + 2\varrho^2}\left(1 \pm \sqrt{\frac{16m}{\varrho^2} + 9}\right).$$

Hieraus ergiebt sich, dass wenn die Spirale etwa 40mal so lang ist, als ihr Durchmesser beträgt, auf über $\frac{7}{8}$ ihrer Länge die Wirkung auf einen in ihrer Axe befindlichen Magnetpol nur um $\frac{1}{100}$ wechselt, und auf über $\frac{3}{4}$ ihrer Länge nur um $\frac{1}{1000}$ [1]).

Hängt man an einem Wagebalken über einer mit ihrer Axe vertical gestellten Spirale einen Magnetstab vertical auf, und leitet durch die Spirale einen Strom, so werden die Wirkungen desselben auf beide Pole des Magnetstabes entgegengesetzt sein und sich von einander subtrahiren. Fliesst durch die Spirale der Strom (von oben gesehen) in der Richtung des Uhrzeigers, ist der untere, der Spirale nähere Pol des Magnetes ein Nordpol, so wird die Wirkung der Spirale auf diesen Pol die auf den andern Pol überwiegen, der Magnet wird in die Spirale hineingezogen. Die Kraft, mit der dies bei verschiedener Entfernung des Magnetes geschieht, kann bestimmt werden, indem man die Spirale in verschiedener Höhe unter dem Magnet anbringt und den Wagebalken durch Gegengewichte bis zur horizontalen Einstellung belastet. Man findet dann, dass zuerst die Wirkung der Spirale bei Annäherung des Magnetes an dieselbe zunimmt, dass sie dann aber, wenn der Magnet in das Innere derselben eintritt, abnimmt, bis der Mittelpunkt des Magnetes auf halber Höhe der Spirale steht. In dieser Lage sind die Kräfte, durch welche die beiden Pole des Magnetes nach den beiden Enden der Spirale gezogen werden, gleich gross. Wird der Magnet noch weiter gesenkt, so wird er im Gegentheil in die Höhe gezogen, so dass er die eben bezeichnete Stellung einzunehmen strebt, indem nun sein oberer Pol stärker nach oben, als sein unterer nach unten gezogen wird. 143

Diese Resultate ergeben sich unmittelbar aus den Betrachtungen des vorigen Paragraphen. Auch durch einige Versuche sind sie von v. Feilitzsch [2]) bestätigt worden. Er verwendete bei denselben einen kleinen 23,678 Grm. schweren Magnetstab von 101 Millimeter Länge und 20,3 Millimeter Durchmesser, der über einer Spirale von 126 Windungen Kupferdrath, 295 Millimeter Länge und 129 Millimeter inneren Umfang, aufgehängt war. Die folgende Tabelle giebt einige der erhaltenen Resul-

[1]) W. Weber, Elektrodyn. Maassbest. Th. III, S. 546.* — [2]) v. Feilitzsch, Karsten's Encyclopaedie, p. 81.*

tate. In derselben bezeichnet a den Abstand der Mitte des Magnetes von der Mitte der Spirale in Millimetern, g das bei der Anziehung des Magnetes durch die Spirale zum Aequilibriren des Wagebalkens erforderliche Gegengewicht in Milligrammen:

a.	g.
187	190
167	382
147	493
127	474
107	313
87	115
67	32
47	16
27	11
0,7	2
— 1,3	— 1

Befindet sich der Magnet bei diesen Versuchen in der Axe der Spirale, so ist er in labilem Gleichgewicht; sowie er indess ein wenig nach einer Seite ausweicht, so begiebt sie sich an die ihm zunächst gelegene Stelle der Wand der Spirale, da die Windungen dann auch eine in dieser Richtung wirkende Componente der Kraft liefern (vgl. §. 146).

Aus dieser Einstellung eines Magnetes in einer Spirale ergeben sich auch folgende Versuche:

Stellt man eine von einem galvanischen Strom durchflossene Spirale mit ihrer Axe vertical auf, und senkt in sie einen an dem einen Arm eines Wagebalkens hängenden Eisenstab, so wird derselbe in der Richtung magnetisch, wie sich auch eine magnetisirte Stahlnadel in der Spirale einstellen würde. In Folge dessen wird der Eisenstab in die Spirale hineingezogen.

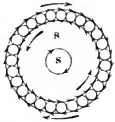
Ist die Intensität des Stromes in der Spirale sehr gross, so kann diese Anziehung selbst den Zug der Schwerkraft gegen den Stab überwinden. Der Stab vermag ohne Unterstützung in der Spirale frei zu schweben. Er bleibt dabei, wie aus dem Obigen hervorgeht, nicht in ihrer Mitte, wie man früher glaubte, sondern legt sich gegen die Seitenwand der Spirale [1]).

144 Es ist hierbei ein bemerkenswerther Unterschied zwischen einer Drathspirale und einem hohlen Stahlmagnet zu beachten. Stellt man die Spirale so auf, dass z. B. ihr Südpol nach oben gewendet ist, und senkt in sie eine Magnetnadel von oben so ein, dass sich ihr Südpol gleichfalls

[1]) Barlow, Elektromagnetismus; und Encyclop. Metrop. p. 30; Dove. Rep. I, S. 263.*

oberhalb befindet, so wird nach dem Vorigen die Nadel in die Spirale hineingezogen. Wird aber die Magnetnadel in ganz gleicher Weise in einen hohlen magnetisirten Stahlcylinder von etwa 1 Decimeter Länge und 6 bis 8 Millimeter innerem Durchmesser, dessen Südpol gleichfalls nach oben liegt, eingeschoben, so wird sie im Gegentheil aus dem Magnet hinausgestossen [1]). Der Grund dieses verschiedenen Verhaltens ist am leichtesten zu übersehen, wenn man, wie in Fig. 112, den Magnet sich als ein System von Molekularströmen darstellt, welche seine einzelnen Elemente umfliessen.

Fig. 112.



Dann werden sich die Molekularströme im hohlen Stahlmagnet auf seiner inneren Fläche zu einem Stromkreis zusammensetzen, der gerade entgegengesetzt ist dem Stromkreis auf der äusseren Fläche desselben und also auch wie in einer gewöhnlichen Spirale, welche wie der Magnet ihren Südpol nach oben kehrt. Daher findet zwischen jenem inneren Stromkreis des Magnetes und der eingesenkten Magnetnadel eine Abstossung statt, während zwischen der letzteren und der Spirale eine Anziehung sich herstellt.

Würde man umgekehrt einen in sich geschlossenen frei beweglichen 145
Kreisstrom in die Nähe eines Magnetes bringen, so würde er sich über denselben schieben, so dass die Richtung des Stromes in demselben gleich wäre der Richtung der im Magnet anzunehmenden Molekularströme, und er würde erst im Gleichgewicht sein, wenn seine Ebene vertical stände auf der Axe des Magnetes, dieselbe halbirte und er den Magnet an irgend einer Seite mit seiner Peripherie berührte. Die betreffenden Versuche lassen sich sehr gut mit de la Rive's [2]) schwimmenden Strömen anstellen. Es zeigt sich dabei eine interessante Erscheinung: Nähert man einem solchen schwimmenden Strom von der Seite einen horizontalen Magnetstab, so stellt sich der Strom zuerst so, dass in der dem Magnet zugekehrten Seite die Richtung desselben der Richtung der Molecularströme in benachbarter Seite des Magnetes gleich ist und bewegt sich zum Magnet hin. Stellen wir den Strom durch einen kleinen Magnet dar, dessen Querschnitt der Fläche des Stromes entspricht, so würde dieser hiermit seinen Nordpol dem Südpol des Magnetes und umgekehrt zuwenden.

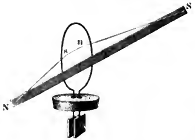
Steht nun die Ebene des Stromes gerade vertical auf der Magnetaxe und schneidet dieselbe in ihrer Mitte, so befindet sich der Strom in labilem Gleichgewicht. Sobald derselbe sich ein wenig nach dem einen oder

[1]) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. LII, S. 386. 1841.* — [2]) De la Rive, Bibl. univ. T. XVIII, p. 276; Gilb. Ann. Bd. LXXI, S. 120. 1822.*

anderen Pol des Magnetes verschiebt, so gleitet er zu demselben hin, indem er sich dabei mit seiner vom Magnet abgekehrten Seite zu ihm hinneigt und sich allmälig mit der ganzen Fläche an ihn anlegt. Der Strom gleitet sodann ein wenig über das Ende des Magnetes hinaus vorwärts, legt sich um und schiebt sich auf den Magnet hinauf, bis er auf der Mitte desselben angekommen ist.

Die Wirkungen der Pole N und S (Fig. 113) des Magnetes gegen den kleinen Magnet, durch welchen wir uns den Strom ersetzt denken, werden an irgend zweien zu beiden Seiten der Stromfläche liegenden nord- und südpolaren Punkten n und s desselben angreifen. Ist der Strom vertical gegen die Magnetaxe und gleich weit von N und S, so werden beide Wirkungen gleich sein und nur eine Componente liefern, die den Strom am Magnet festhält. Ist aber der Strom dem einen Pol näher, z. B. an N, so würde der den Strom ersetzende Magnet wie eine kleine Magnetnadel mit seinem Ende s sich gegen N hinneigen und zugleich gegen N stärker hingezogen werden wie gegen S. Es bewegt sich also der ganze Strom nach dem Pol N. Er wird sich mit seiner nach N gekehrten Seite gegen die Axe NS neigen, und an dieselbe sich anlegen, wenn beim Fortschreiten der Bewegung des Stromes der Pol s des kleinen ihn ersetzenden Magnetes immer stärker gegen N hingezogen wird. So gelangt der Stromkreis allmälig vor das Ende des Magnetes und schiebt sich dann, entsprechend den oben §. 143 gemachten Angaben, über den Magnet hinüber.

Fig. 113.



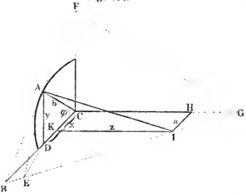
146 Wir wollen die Kraft berechnen, mit welcher ein Kreisstrom auf ein magnetisches Element μ wirkt, welches sich in irgend einem Punkte befindet, der nicht in seiner Ebene liegt und auch nicht in dem im Mittelpunkt des Kreisstromes auf seiner Ebene errichteten Loth zu liegen braucht. Zu dieser Berechnung lassen sich verschiedene Wege einschlagen.

Der Mittelpunkt des Kreisstromes (Fig. 114) befinde sich in C, sein Radius sei b, das Element μ liege im Punkt I. CG sei das in dem Mittelpunkt auf der Ebene des Kreisstromes errichtete Loth, welches mit der Z-Axe zusammenfalle. Das Loth von I auf die Ebene des Kreisstromes $KI = HC$ sei gleich z. Das Loth IH von I auf die Linie CG sei gleich a. Eine durch C parallel mit IH gezogene Linie CB entspreche der X-Axe, eine auf der Ebene BCH senkrechte Linie CF der Y-Axe. Die Coordinaten eines in A gelegenen Elementes ds des Kreisstromes seien

$AD = y$, $CD = x$. Der Winkel ACD sei $= \varphi$. Ferner sei der Abstand des Elementes ds von μ, $AI = r$.

Durch ds und I legen wir eine den Kreisstrom in A tangirende Ebene, welche die Axen in den Punkten B, F, G schneidet. Es sei dann endlich der Winkel zwischen ds und r, also

Fig. 114.



$$\angle BAI = \psi.$$

Ist die Intensität des Stromes, welcher den Kreis C durchfliesst, gleich i, der Magnetismus des magnetischen Theilchens in I gleich μ, so ist die Wirkung von ds auf μ

$$W = \frac{i \mu ds}{r^2} \sin \psi.$$

Diese Kraft steht auf der Ebene BFG senkrecht. Bezeichnet man die Winkel, welche das vom Coordinatenmittelpunkt C auf die Ebene FBG gefällte Loth mit den Coordinatenaxen der x, y, z macht, mit ξ, η, ζ, so sind die Componenten der Wirkung von ds auf μ nach den drei Axen

$$X = \frac{i \mu ds}{r^2} \cos \xi \sin \psi,$$

$$Y = \frac{i \mu ds}{r^2} \cos \eta \sin \psi,$$

$$Z = \frac{i \mu ds}{r^2} \cos \zeta \sin \psi.$$

Will man die Componenten der Wirkung des ganzen Kreisstromes bestimmen, so muss man diese Ausdrücke nach ds integriren. Es fällt dann die Y-Componente fort, da je zwei gleich weit über und unter der xz-Ebene liegende Elemente ds stets gleiche und entgegengesetzte Wirkungen in der Richtung der Y-Axe auf das magnetische Theilchen ausüben.

In den übrig bleibenden Ausdrücken für x und z kann man nun setzen:

$$\cos \xi . \sin \psi = \frac{z}{r} \frac{x}{b}, \quad \cos \zeta \sin \psi = \frac{a x - b^2}{b r} \text{ [2]}.$$

Ferner ist $ds = b d\varphi$, $x = b \cos \varphi$. Setzt man diese Ausdrücke

[1] Hädenkamp l. c.

[2] Diese Formeln leiten sich also her: Der Winkel ξ ist der Neigungswinkel der Ebene

in die für die Componenten X und Z erhaltenen Werthe und integrirt nach φ von 0 bis 2π, so erhält man die Gesammtcomponenten der Wirkung des Kreisstromes auf das magnetische Element:

$$(X) = i\mu b \,.\, z \int_0^{2\pi} \frac{\cos\varphi \, d\varphi}{r^3} = 2 i \mu b z \int_0^{\pi} \frac{\cos\varphi \, d\varphi}{r^3}$$

$$(Z) = i\mu b \int_0^{2\pi} \frac{a\cos\varphi - b}{r^3} \, d\varphi = 2 i \mu b \int_0^{\pi} \frac{a\cos\varphi - b}{r^3} \, d\varphi.$$

In diesen Ausdrücken ist der Werth $r = \sqrt{a^2 + b^2 + z^2 - 2ab\cos\varphi}$ zu setzen.

Die Integrationen lassen sich nicht unmittelbar ausführen. Setzt man indess $c^2 = \frac{4ab}{(a+b)^2 + z^2}$ und $\psi = \pi - \frac{\varphi}{2}$, so lassen sich die Integrale auf die beiden ersten Formen der elliptischen Integrale $F(c, \varphi)$ und $E(c, \varphi)$ reduciren [1]). — Für praktische Zwecke ist die Integration von Bravais [2]) ausgeführt worden. Wir folgen einer Entwickelung von H. Kinkelin.

Wir setzen $a^2 + b^2 + z^2 = s^2$ und entwickeln $\frac{1}{r^3}$ nach Potenzen von $\cos\varphi$. Dann ist

$$\frac{1}{r^3} = \frac{1}{s^3}\Big(1 + \frac{3}{1}\frac{ab\cos\varphi}{s^2} + \frac{3\,.\,5}{1\,.\,2}\frac{a^2b^2\cos^2\varphi}{s^4} + \frac{3\,.\,5\,.\,7}{1\,.\,2\,.\,3}\frac{a^3b^3\cos^3\varphi}{s^6} + \frac{3\,.\,5\,.\,7\,.\,9}{1\,.\,2\,.\,3\,.\,4}\frac{a^4b^4\cos^4\varphi}{s^8} + \cdots\Big).$$

Wird dieser Werth in die Ausdrücke für (X) und (Z) eingeführt und beachtet man dabei, dass

---

BFG und CFG. In der Ecke G ist nun: $\frac{\cos(BFG, FGC)}{\sin(BFG, BGC)} = \cos BGC = \cos BIK = \frac{z}{BI}$. Im Dreieck BAI ist $AI \sin BAI = BI \sin ABI$, d. i. $BI = \frac{r\sin\psi}{\sin ABI}$. Legt man durch AD eine gegen BG senkrechte Ebene ADE, so ist $\angle AED = (BFG, BGC)$. Nun ist $\sin ABI = \frac{AE}{AB}$, $BI = \frac{r\sin\psi\,.\,AB}{AE}$, $\sin AED = \frac{AD}{AE}$. Werden diese Werthe in die obige Formel substituirt, so ist $\frac{\cos\xi\, AE}{AD} = \frac{z\,AE}{AB\,.\,r\sin\psi}$ oder $\cos\xi \sin\psi = \frac{zx}{rb}$. Der Winkel G ist ebenso das Supplement des Neigungswinkels der Ebene BFG und BCF. In der Ecke B ist nun $\frac{\cos(BFG, BCF)}{\sin(BFG, BGC)} = \cos IBK = \frac{BK}{BI} = \frac{BK \sin ABI}{r\sin\psi}$. Werden wie oben die Werthe für $\sin(BFG, BGC)$ und $\sin ABI$ eingeführt, so ist $-\cos\zeta \sin\psi = \frac{x}{b}\frac{BK}{r}$. Nun ist $BK = BC - a$ und da $\triangle ADC = ABC$, $BC = \frac{b^2}{x}$, d. i. $-\cos\zeta\sin\psi = \frac{b^2 - ax}{br}$. — [1]) Secchi, Smithson Contr. T. III. 2, p. 1; Jahresber. der phys. Ges. 1852. S. 513;* Helmholtz, ibid. — [2]) Bravais, Comp. rend. T. XXXVI, p. 193. 1853;* Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XXXVIII, p. 301; Pogg. Ann. Bd. LXXXVIII, S. 446.* Die Formel von Bravais für die Fehlerberechnung (Seite 165) ist nicht ganz richtig. Vergl. auch Jacobi, Bullet. de St. Petersb. Vol XVI, p. 89. 1858*.

$$\int_0^\pi \cos^{2n+1}\varphi\, d\varphi = 0, \quad \int_0^\pi \cos^{2n}\varphi\, d\varphi = \pi \cdot \frac{1.3.5\ldots(2n-1)}{2.4.6\ldots.(2n)}$$

ist, so wird bei Vernachlässigung der die höheren Potenzen von a enthaltenden Glieder:

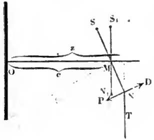
I.

$$(X) = \frac{2\pi i\mu b z}{s^3}\left\{\frac{3ab}{2s^2} + \frac{3.5.7.a^3b^3}{2.2.4.s^6}\right\}$$

$$(Z) = \frac{2\pi i\mu b a}{s^3}\left\{\frac{3ab}{2s^2} + \frac{3.5.7.a^3b^3}{2.2.4.s^6}\right\} - \frac{2\pi i\mu b^2}{s^3}\left\{1 + \frac{3.5\,a^2b^2}{2.2.s^4} + \frac{3.5.7.9\,a^4b^4}{2.2.4.4.s^8}\right\}.$$

Es bilde nun das magnetische Theilchen μ (Fig. 115) den einen Pol 147
N einer Magnetnadel NS von der Länge $2l$, deren Mittelpunkt M in dem auf der Mitte des Kreisstromes errichteten Loth liege und von der Ebene desselben um die Länge $OM = e$ absteht. Der Kreisstrom liege in der Ebene des magnetischen Meridians, so dass die Nadel in ihrer Ruhelage $N_1 S_1$ der Ebene desselben parallel sei. Sie schwinge in der XZ-Ebene. Durch den Strom sei die Nadel um einen Winkel α aus ihrer Ruhelage abgelenkt. Wir wollen jetzt das Drehungsmoment berechnen, welches der Kreisstrom in dieser Lage der Nadel auf dieselbe ausübt.

Fig. 115.



Die Coordinaten des in N gelegenen Theilchens μ sind

$$z = e + l\sin\alpha, \quad a = l\cos\alpha.$$

Dann ist $s^2 = a^2 + b^2 + z^2 = l^2 + e^2 + b^2 + 2el\sin\alpha$.

Nennen wir ϱ den Abstand des Mittelpunktes M der Nadel vom Umfang des Kreisstromes ϱ, so ist $\varrho^2 = e^2 + b^2$. Setzen wir dann noch der Kürze halber

$$c = 2e\sin\alpha, \quad d = b\cos\alpha.$$

so wird $\quad s^2 = \varrho^2 + l(l + c), \quad ab = ld.$

Diese Werthe sind in die Formeln I. einzuführen [1]). Wir erhalten dann

[1]) Die Werthe $\frac{1}{s^n}$ erhält man nach der allgemeinen Formel:

$$\frac{1}{s^n} = \frac{1}{\varrho^n}\left\{1 - \frac{n}{2}\frac{cl}{\varrho^2} - \frac{l^2}{\varrho^2}\frac{n}{2}\left(1 - \frac{n+2}{4}\frac{c^2}{\varrho^2}\right) + \frac{l^3c}{\varrho^4}\cdot\frac{n(n+2)}{2.4}\left(2 - \frac{n+4}{6}\frac{c^2}{\varrho^2}\right) + \frac{l^4}{\varrho^4}\frac{n(n+2)}{2.4}\left(1 - \frac{n+4}{2}\frac{c^2}{\varrho^2} + \frac{(n+4)(n+6)}{6.8}\frac{c^4}{\varrho^4}\right)\right\};$$

II.

$$(X) = \frac{2\pi i\mu b^2 \cos\alpha \sin\alpha}{\varrho^3} \frac{l^2}{\varrho^2} \left\{ \frac{3}{2} - \frac{3.5}{2.2} \frac{lc}{\varrho^2} - \frac{3.5}{2.2} \cdot \frac{l^2}{\varrho^2} \left(1 - \frac{7(c^2+d^2)}{4\varrho^2}\right) \right\}$$
$$+ \frac{2\pi i\mu b^2 \cos\alpha}{\varrho^3} \frac{lc}{\varrho^2} \left\{ \frac{3}{2} - \frac{3.5}{2.2} \frac{lc}{\varrho^2} - \frac{3.5}{2.2} \cdot \frac{l^2}{\varrho^2} \left(1 - \frac{7(c^2+d^2)}{4\varrho^2}\right) \right.$$
$$\left. + \frac{3.5.7}{2.2.4} \cdot \frac{l^3 c}{\varrho^4} \left(2 - \frac{3(c^2+3d^2)}{2\varrho^2}\right) \right\}$$

$$(Z) = \frac{2\pi i\mu b^2 \cos^2\alpha}{\varrho^3} \frac{l^2}{\varrho^2} \left\{ \frac{3}{2} - \frac{3.5}{2.2} \frac{lc}{\varrho^2} - \frac{3.5}{2.2} \cdot \frac{l^2}{\varrho^2} \left(1 - \frac{7(c^2+d^2)}{4\varrho^2}\right) \right\}$$
$$+ \frac{2\pi i\mu b^2}{\varrho^3} \left\{ -1 + \frac{3}{2} \frac{lc}{\varrho^2} + \frac{3}{2} \frac{l^2}{\varrho^2} \left(1 - \frac{5(c^2+2d^2)}{4\varrho^2}\right) \right.$$
$$- \frac{3.5}{2.2} \frac{l^3 c}{\varrho^4} \left(1 - \frac{7(c^2+6d^2)}{12\varrho^2}\right) - \frac{3.5}{2.2} \frac{l^4}{\varrho^4} \cdot \left(\frac{1}{2} - \frac{7(c^2+2d^2)}{4\varrho^2}\right.$$
$$\left.\left. + \frac{21(c^4+12c^2d^2+6d^4)}{32\varrho^4}\right)\right\}.$$

Das durch diese Componenten ausgeübte Drehungsmoment erhält man, indem man ihre Projectionen auf die durch N gelegte Normale auf der Axe MN der Nadel addirt und mit l multiplicirt. Dasselbe ist dann $D = l\,[(Z)\cos\alpha + (X)\sin\alpha]$. Setzen wir $c \sin\alpha = \frac{c}{2}$, so ergiebt sich

$$D = \frac{2\pi i\mu b^2 l\cos\alpha}{\varrho^3} \frac{l^2}{\varrho^2} \left\{ -\frac{3}{2} + \frac{3.5}{2.2} \frac{l.c}{\varrho^2} + \frac{3.5}{2.2} \cdot \frac{l^2}{\varrho^2} \left(1 - \frac{7(c^2+d^2)}{4\varrho^2}\right) \right\}$$
$$+ \frac{2\pi i\mu b^2 l\cos\alpha}{\varrho^3} \left\{ 1 - \frac{9}{4} \frac{lc}{\varrho^4} - \frac{3}{2} \frac{l^2}{\varrho^2} \left(1 - \frac{5(c^2+d^2)}{2\varrho^2}\right) \right.$$
$$+ \frac{3.5}{2.2} \cdot \frac{l^3 c}{\varrho^4} \left(\frac{3}{2} - \frac{35(c^2+3d^2)}{24\varrho^2}\right) + \frac{3.5}{2.2} \cdot \frac{l^4}{\varrho^4} \left(\frac{1}{2} - \frac{14(c^2+d^2)}{4\varrho^2}\right.$$
$$\left.\left. + \frac{63(c^4+6c^2d^2+2d^4)}{32\varrho^4}\right)\right\}.$$

Setzt man schliesslich für c und d die Werthe ein und vereint beide Glieder, so ist

$$D = \frac{2\pi i\mu b^2 l\cos\alpha}{\varrho^3} \left\{ 1 - \frac{9 le \sin\alpha}{2\varrho^2} - \frac{3l^2(4c^2-b^2)(1-5\sin^2\alpha)}{4\varrho^4} \right.$$
$$+ \frac{25 l^3 e \sin\alpha (4c^2-3b^2)(3-7\sin^2\alpha)}{16\varrho^6}$$
$$\left. + \frac{45 l^4 (8e^4 - 12c^2b^2 + b^4)(1 - 14\sin^2\alpha + 21\sin^4\alpha)}{64\varrho^8} \right\}.$$

Das dem Südpol der Nadel entsprechende Drehungsmoment erhält man in ganz gleicher Weise, wenn man in der Klammer statt l nur $-l$ setzt. Dann erhält man für das auf beide Pole zugleich ausgeübte Doppelmoment

$$D = \frac{4\pi i \mu b^2 l \cos\alpha}{\varrho^3}\left\{1 - \frac{3 l^3 (4e^2 - b^2)(1 - 5\sin^2\alpha)}{4\varrho^4} + \frac{45 l^4 (8e^4 - 12e^2b^2 + b^4)(1 - 14\sin^2\alpha + 21\sin^4\alpha)}{64\varrho^8}\right\}$$

oder kurz $$D = \frac{4\pi i \mu b^2 l \cos\alpha}{\varrho^3} K.$$

Wirkt nun auf die Nadel noch die horizontale Componente des Erdmagnetismus T, so ist das durch diesen auf den einen und anderen Pol der Nadel ausgeübte Drehungsmoment zu erhalten, indem man den vom Erdmagnetismus auf das magnetische Theilchen μ ausgeübten Zug $T\mu$ auf die durch den Pol gezogene und auf der Nadel senkrechte Linie projicirt und die Projection NP mit l multiplicirt. Dasselbe ist also, da die Nadel um $\angle\,\alpha$ abgelenkt ist, $T.\,\mu l \sin\alpha$, und das auf beide Pole der Nadel ausgeübte Doppelmoment $2\,T\mu l \sin\alpha$.

Soll die Nadel unter dem doppelten Einfluss des Kreisstromes und Erdmagnetismus in Ruhe sein, so müssen die durch beide Kräfte ausgeübten Drehungsmomente gleich sein, also

$$D = \frac{4\pi i \mu b^2 l \cos\alpha}{\varrho^3} K = 2\,T\mu l \sin\alpha,$$

d. i. $$T\,tg\,\alpha = \frac{2\pi i b^2}{\varrho^3} K.$$

Das zweite Glied des Ausdruckes K verschwindet, wenn man $4e^2 = b^2$ oder $e = \frac{b}{2}$ setzt.

Vernachlässigt man dann den Werth des dritten Gliedes, so wird

$$T\,tg\,\alpha = \frac{2\pi i b^2}{\varrho^3} \quad \text{oder} \quad i = Const.\;tg\,\alpha.$$

Es sind dann also die Tangenten der Ablenkungen der Nadel der Intensität des Stromes direct proportional, wenn der Abstand des Mittelpunkts der Nadel von der Ebene des Kreisstromes gleich der Hälfte seines Radius ist.

Der Fehler, den man bei dieser Annahme begeht, berechnet sich, wenn man den Werth $e = \frac{b}{2}$ in das dritte Glied von K einführt, welches in der That nicht zugleich mit dem zweiten verschwindet. Dieses Glied wird dann:

$$\delta = -54\; l^4\, \frac{(1 - 14\sin^2\alpha + 21\sin^4\alpha)}{125\, b^4}.$$

Der Werth dieses Gliedes ist abhängig vom Ablenkungswinkel α der Nadel und dem Verhältniss von l zu b. — Der Werth in der Klammer im Zähler ist 1 für $\alpha = 0$, nimmt mit wachsendem α ab bis $\alpha = 16\frac{1}{2}^0$, wird dann negativ und erreicht sein Minimum $-\frac{4}{3}$ bei $\alpha = 35^1/_4{}^0$, wächst dann wieder, geht durch Null bei $\alpha = 50^0$ und erreicht den Werth $\frac{4}{3}$ bei

$\alpha = 56^0$, der bis zu 8 wächst, wenn $\alpha = 90^0$ ist. So lange $\alpha < 56^0$ ist, wächst daher der absolute Werth von δ niemals über $\frac{3}{5} \frac{l^4}{b^4}$.

Ist in diesem Fall die halbe Länge der Nadel gleich dem fünften Theil des Radius des Kreisstromes, also $l = \frac{1}{5} b$, so wird $\delta < 0{,}001$; ist $l = \frac{1}{6} b$, so wird $\delta < 0{,}0005$, so dass in diesem Fall das oben ausgesprochene Tangentengesetz innerhalb sehr weiter Grenzen fast völlig richtig ist.

148 Würde auf der anderen Seite der Nadel in gleichem Abstande $-e = -\frac{b}{2}$ noch ein zweiter Drathkreis von demselben Radius b wie der erste, und gleichfalls parallel der Ebene des Meridians aufgestellt, durch welchen der Strom in gleicher Richtung flösse, wie durch den ersten, so würde sich das gesammte auf beide Pole der Nadel ausgeübte Drehungsmoment verdoppeln. Es würden also die zuletzt angegebenen Abweichungen von dem Tangentengesetz in ganz ähnlicher Weise stattfinden. Da indess jetzt die auf jeden einzelnen Pol der Nadel ausgeübte Kraft dieselbe ist, so erhält die ganze Nadel nicht mehr einen Antrieb, sich dem einen oder anderen Stromkreise zu nähern.

Die beiden Componenten der Wirkung der beiden Stromkreise in der auf ihrer Ebene senkrechten (Z) und ihnen parallelen Richtung (X) werden in diesem Fall

$$(X) = \frac{2304\ \pi\ i\ \mu}{625\ \sqrt{5}\ b} \frac{l^4}{b^4} (3 - 7 \sin^2\alpha) \sin\alpha \cos\alpha,$$

$$(Z) = \frac{32\ \pi\ i\ \mu}{5\sqrt{5}\ b} \left\{ -1 + \frac{l^4}{b^4} \frac{18(3 - 30 \sin^2\alpha + 18 \sin^4\alpha)}{125} \right\}.$$

Können wir die vierten Potenzen von $\frac{l}{b}$ vernachlässigen, so wird

$$(X) = 0,$$

$$(Z) = -\frac{32\ \pi\ i\ \mu}{5\sqrt{5}\ b}.$$

Dann würde also die Kraft, welche auf die um den Abstand l von dem Drehungsmittelpunkt der Nadel entfernten Punkte derselben in jeder Lage wirkt, nur in der Richtung der Axe beider Kreisströme thätig sein, und eben so gross sein, wie wenn ihre Pole in dem Drehungsmittelpunkt selbst lägen.

Geben wir den Werthen (X) und (Z) die Form

$$(X) = -\frac{32\ \pi\ i\ \mu}{5\sqrt{5}\ b}\ \delta^1 \qquad (Z) = -\frac{32\ \pi\ i\ \mu}{5\sqrt{5}\ b} (1 \pm \delta),$$

so ist für

Δ	0	$19^0\,53'$	$40^0\,54'$	$59^0\,27'$	$67^0\,47'$	90^0
δ	$-0{,}432\,\frac{l^4}{b^4}$	0	$0{,}494\,\frac{l^4}{b^4}$ (Maximum)	0	$-0{,}432\,\frac{l^4}{b^4}$	$-1{,}152\,\frac{l^4}{b^4}$

ferner für

Δ	0	$20^0\,57'$	$40^0\,54'$	$66^0\,57'$	90^0
δ^1	0	$-0{,}405\,\frac{l^4}{b^4}$	0	$-0{,}608\,\frac{l^4}{b^4}$	0

Es bleibt also der Werth δ^1 jedenfalls unter $\pm\,0{,}6\,\frac{l^4}{b^4}$, der Werth δ bis zu einem Ablenkungswinkel der Nadel von 68^0 unter $0{,}5\,\frac{l^4}{b^4}$. Ist $l = \frac{1}{4}\,b$, so ist $\frac{l^4}{b^4} = \frac{1}{256}$, und selbst bei einer Ablenkung von 90^0 würde der Werth δ nur etwa $\frac{1}{200}$ betragen. Der Werth (Z) würde sich also nur sehr wenig ändern, der Werth (X) aber unter $\frac{1}{400}$ des Werthes von (Z) bleiben.

Ist die Länge der Nadel noch kleiner als $\frac{b}{4}$, so ist der Maximumwerth der x-Componente noch weniger verschieden von Null, und der Werth der z-Componente weicht noch weniger von dem Werth $\frac{32\,\pi\,i\,\mu}{5\sqrt{5}\,b}$ ab. Denken wir uns also um den Mittelpunkt der Nadel eine Kugel mit einem Radius von der Länge $\frac{b}{4}$ beschrieben, welche mit einem magnetischen Metall erfüllt ist, so kann man für alle in derselben liegenden Theile des Metalles innerhalb gewisser Grenzen die x-Componente als verschwindend und die z-Componente als constant ansehen. Alle Theile sind dann nahezu gleichen magnetischen Kräften unterworfen, welche alle in der auf den Ebenen der Stromkreise senkrechten Richtung wirken.

Noch vollständiger würde man nach Neumann[1]) diesen Zweck erreichen durch Anwendung zweier parallel liegender Rollenpaare, A und B (Fig. 116), deren Windungen in einer um den Drehungsmittelpunkt O der Nadel beschriebenen Kugel vom Radius b lägen, deren Ebenen in den Abständen $\frac{1}{4}\,b$ und $\frac{3}{4}\,b$ vom Mittelpunkt ab lägen, und die die Windungszahlen 1 und 0,682 besässen.

Fig. 116.



1) Neumann, S. Wild, Züricher Vierteljahrsschrift, Bd. II, S. 239. 1857. —

149 Wir wollen hier noch eine elementare Ableitung des §. 146 und 147 entwickelten Gesetzes beifügen, welche von Pierre[1]) gegeben worden ist, bei der die Nadel als sehr klein angenommen wird, und deshalb die der Kreisebene der Tangentenboussole parallele Componente des von dem Strom auf die Nadel ausgeübten Drehungsmomentes vernachlässigt werden kann.

Ist der Abstand des Mittelpunktes der Nadel von der Kreisebene der Boussole e, ihre Neigung gegen ihre Ruhelage im Meridian α, ihre Länge $2\,l$, so ist der Abstand ihrer Pole von der Kreisebene

$$x_{I} = e + l \sin \alpha, \quad x_{II} = e - l \sin \alpha.$$

Ist ferner i die Intensität des Stromes, k eine Constante, $2\,m\,l$ das magnetische Moment der Nadel, b der Radius des Drathringes der Boussole, M die horizontale Componente des Erdmagnetismus, so erhält man das auf die Nadel in der Richtung senkrecht auf die Ebene des Ringes der Boussole ausgeübte Drehungsmoment:

$$X = 2\,\pi\,k b^2 m\, i \left(\frac{1}{(x_{I}^2 + b^2)^{3/2}} + \frac{1}{(x_{II}^2 + b^2)^{3/2}} \right)$$

und

$$i = \frac{M\,tg\,\alpha}{\pi\,k\,b^2} \left(\frac{(x_{I}^2 + b^2)^{3/2}\,(x_{II}^2 + b^2)^{3/2}}{(x_{I}^2 + b^2)^{3/2} + (x_{II}^2 + b^2)^{3/2}} \right).$$

Setzt man die Werthe l in diese Gleichung ein, entwickelt die einzelnen in Klammern geschlossenen Potenzen nach dem binomischen Satz bis zu den $\sin^2\alpha$ enthaltenden Gliedern, so erhält man zuletzt nach Ausführung der Multiplicationen

$$i = \frac{(e^2 + b^2)^{3/2}}{2\,\pi\,k\,b^2}\, M\,tg\,\alpha \left(1 + {}^3/_2\,(b^2 - 4\,e^2)\,\frac{l^2 \sin^2\alpha_{I}}{(e^2 + b^2)^2} \right).$$

Setzt man in dieser Formel den Abstand der Nadel von der Ebene des Drathringes

$$e = \frac{b}{2}$$

gleich der Hälfte seines Radius, so ergiebt sich unmittelbar die von der Grösse von α_{I} unabhängige directe Proportionalität von i mit $M\,tg\,\alpha$.

[1]) Pierre, Pogg. Ann. Bd. XCIV, S. 165. 1855.*

Zweites Capitel.

Magnetische und elektromagnetische Messmethoden.

I. Absolutes Maass des Magnetismus.

Die Intensität eines galvanischen Stromes kann auf verschiedene Weise bestimmt werden. Wir haben schon in der Elektrochemie (Th. I, §. 195) die Messung derselben vermittelst des Voltameters erwähnt. Ebenso könnten wir aus der in einem in den Stromkreis eingefügten Platindrath entwickelten Wärmemenge auf die Intensität des Stromes schliessen. Bei diesen Methoden erhält man indess stets nur den mittleren Werth der Intensität während eines längeren Zeitraumes. Viel zweckmässiger ist es, die Intensität der galvanischen Ströme durch ihr elektrodynamisches Verhalten oder aus ihrer Einwirkung auf eine durch den Erdmagnetismus gerichtete Magnetnadel zu bestimmen und auf diese Weise mit magnetischen Kräften zu vergleichen. 150

Um die an verschiedenen Orten der Erde und unter verschiedenen Bedingungen angestellten Messungen unter einander vergleichen zu können, müssen wir zuerst ein gemeinsames absolutes Maass des Magnetismus herstellen.

Sind in zwei Molekülen die Magnetismen m und m_1 (welche wir als durch Molekularströme oder auf irgend eine andere Weise hervorgerufen ansehen können), ist ihre Entfernung von einander $= r$, so ist ihre Wirkung auf einander: 151

$$A = \pm \frac{m\,m_1}{r^2},$$

wo das positive Zeichen zu wählen ist, wenn die magnetischen Massen gleichartig sind, also eine Abstossung zwischen ihnen stattfindet, welche ihre Entfernung zu vergrössern strebt.

In obiger Formel betrachten wir als Einheit des Magnetismus diejenige Menge desselben, welche auf eine gleich grosse Menge desselben

[1]) Gauss, Intensitas vis magneticae terrestris ad mensuram absolutam revocata. Comment. soc. reg. Gotting. recent T. VIII. 1832;* Pogg. Ann. Bd. XXVIII, S. 241, 591.*

in der Einheit der Entfernung (ein Millimeter) eine abstossende Kraft ausübt, welche gleich der Wirkung der beschleunigenden Kraft Eins auf die Masse Eins ist.

Als Einheit der Masse betrachten wir im Folgenden stets **die Masse eines Milligramms.**

152 Wir haben §. 60 und 61 die ältere Ansicht mitgetheilt, nach der jedes Theilchen eines magnetischen Körpers gleich viel entgegengesetzte magnetische Massen $\pm\mu$ enthält, welche beim unmagnetischen Zustande des Körpers mit einander verbunden, beim magnetischen Zustande in einer bestimmten Richtung von einander geschieden sind. Als ein Maass für die Grösse dieser Scheidung dient uns das **magnetische Moment** des Theilchens, d. i. das Product der in ihm getrennten magnetischen Massen μ mit dem Zwischenraum, um den sie von einander entfernt worden sind. Wir sind nicht im Stande, diese beiden Grössen direct und getrennt von einander zu bestimmen. In der That, lassen wir das magnetische Theilchen ab, in dem die magnetischen Massen $\pm\mu$ um die Länge ϱ von einander geschieden sind, auf ein in der Richtung seiner Axe liegendes nord- oder südmagnetisches Element m wirken, dessen Abstand r von der Mitte von ab gegen die sehr kleine Länge ϱ sehr bedeutend ist, so ist wegen der Kleinheit von ϱ die Wirkung von ab auf m gleich

$$\frac{m\mu}{\left(r+\frac{\varrho}{2}\right)^2}-\frac{m\mu}{\left(r-\frac{\varrho}{2}\right)^2}=-\frac{2\,m\mu\,\varrho}{r^3},$$

Die Wirkung ist hier also nur von dem Product $2\mu\varrho$ abhängig. Läge das Element m nicht in der Axe von ab, sondern bildete die Verbindungslinie r mit der Axe einen Winkel α, so könnten wir das Theilchen stets in zwei Componenten zerlegen, von denen die eine das Moment $2\,\mu\varrho\cos\alpha$ hätte und mit der Verbindungslinie zusammenfiele, die zweite das Moment $2\mu\varrho\sin\alpha$ hätte, auf letzterer senkrecht stände und keine Wirkung auf μ ausübte, da ihre Länge gegen r verschwände. Dann wäre also wieder die Wirkung nur von dem Moment des Theilchens $2\,\mu\,\varrho$ abhängig. — Wollten wir in dem magnetischen Körper schon fertige Molekularmagnete annehmen, die nur durch die Magnetisirung gerichtet würden, so würde auch ein solches Molekül, dessen Länge ϱ, dessen schon geschiedene Fluida $\pm\mu$ wären, gegen ein im Abstande r liegendes magnetisches Theilchen m mit der Kraft $\frac{2\,\mu\,m\,\varrho\cos\alpha}{r^3}$ wirken, wo α der Winkel wäre zwischen r und der Axe des Theilchens. Die Annahme von Molekularströmen an Stelle der Molekularmagnete gäbe nach §. 99 dieselben Resultate.

Bleiben wir indess bei der Annahme der beiden magnetischen Fluida stehen, so muss, wenn wir die auf ein ausserhalb des Körpers liegendes Theilchen entgegengesetzt wirkenden magnetischen Fluida desselben als positiv und negativ bezeichnen, die Gesammtsumme dieser Fluida im

Körper stets gleich Null sein, da er gleiche Quantitäten derselben enthält. Ist daher das magnetische Fluidum eines Moleküls des Körpers gleich dm, so muss für den ganzen Körper sein:

$$\int dm = 0.$$

Hat nun ein Molekül die Coordinaten x, y, z, so sind die magnetischen Momente des Körpers in Bezug auf die drei Axen der x, y und z: 153

$$X = \int x\,dm,\; Y = \int y\,dm,\; Z = \int z\,dm.$$

Wird der Anfangspunkt der Coordinaten auf der einen Axe, z. B. auf der X-Axe um eine Länge c verschoben, so werden jetzt die Coordinaten des Elementes $\xi = x + c$, y und z, also das magnetische Moment nach der X-Axe:

$$X_0 = \int \xi\,dm = \int (x + c)\,dm = \int x\,dm + c \int dm.$$

Da $\int dm = 0$ ist, ist also

$$X_0 = \int x\,dm = X.$$

Das magnetische Moment ist also nur von der Richtung der Hauptaxen abhängig, nicht aber von der Lage des Coordinatenanfangspunktes. Man kann jene Axen also sich selbst parallel verschieben, ohne das magnetische Moment in Bezug auf dieselben zu ändern.

Legt man durch den Anfangspunkt der Coordinaten eine vierte Axe ON, welche mit den Hauptaxen die Winkel α, β, γ bildet, so ist der Abstand e des Punktes x, y, z von dieser Axe

$$e = x \cos\alpha + y \cos\beta + z \cos\gamma,$$

also das magnetische Moment des Körpers in Bezug auf diese Axe:

$$N = \int x \cos\alpha\,dm + \int y \cos\beta\,dm + \int z \cos\gamma\,dm$$
$$= X\cos\alpha + Y\cos\beta + Z\cos\gamma.$$

Setzt man $X^2 + Y^2 + Z^2 = M^2$, und

$$X = M\cos a,\quad Y = M\cos b,\quad Z = M\cos c,$$

so ist

$$N = M\,(\cos a \cos\alpha + \cos b \cos\gamma + \cos c \cos\gamma).$$

Wird nun durch den Anfangspunkt der Coordinaten noch eine fünfte Axe OL gelegt, welche mit der Axe ON den Winkel ω, mit den ersten Axen der x, y und z die Winkel a, b, c macht, so ist

$$\cos\omega = \cos a \cos\alpha + \cos b \cos\beta + \cos c \cos\gamma,$$

also

$$N = M \cos\omega.$$

Fällt die vierte Axe mit der fünften zusammen, so ist $\cos\omega = 1$ im Maximum, und ebenso das magnetische Moment N im Maximum, also

$$N = M.$$

Die so gelegene Axe $OL = ON$, für welche das magnetische Moment ein Maximum ist, heisst die magnetische Axe des Körpers.

Da sich das magnetische Moment nur nach der Richtung der Axen ändert, so ist auch nur die Richtung der magnetischen Axe hierdurch bestimmt, und unendlich viele parallele Linien können für dieselbe genommen werden.

154 Steht die Axe ON senkrecht auf der magnetischen Axe, ist $\cos\omega = 0$, also

$$N = 0.$$

Das magnetische Moment eines magnetischen Körpers in Bezug auf eine gegen seine magnetische Axe senkrechte Axe ist also gleich Null; in Bezug auf eine Axe, die mit derselben einen spitzen Winkel macht, positiv; in Bezug auf eine, die mit ihr einen stumpfen Winkel bildet, negativ.

Um das magnetische Moment M eines Körpers in Bezug auf seine Hauptaxe zu bestimmen, lassen wir auf denselben von aussen den Erdmagnetismus wirken, welcher auf die in allen Theilen des Körpers enthaltenen magnetischen Fluida in gleicher Richtung anziehend oder abstossend wirkt und zwar mit einer Kraft, die dem Product der erdmagnetischen Kraft in die Quantität des magnetischen Fluidums entspricht.

Im Allgemeinen bedient man sich hierbei der horizontalen Componente T der erdmagnetischen Kraft allein, und sucht zwei Relationen zwischen M und T zu bestimmen, einmal das Product MT und dann den Quotienten $\frac{M}{T}$. Aus beiden Werthen bestimmt sich dann M und T besonders.

1. Bestimmung des Productes MT.

155 Werden die Punkte eines Körpers, deren Coordinaten x, y, z sind, von aussen durch gleiche und parallele Kräfte P sollicitirt, so gelten für denselben folgende Gleichgewichtsbedingungen:

$$1.\quad \Sigma P = 0.$$
$$2.\quad \Sigma Px = 0,\quad \Sigma Py = 0,\quad \Sigma Pz = 0.$$

Wird nun ein magnetischer Körper, dessen einzelne Theilchen den Magnetismus dm besitzen, in allen Theilen von aussen durch gleiche und parallele magnetische Kräfte P sollicitirt, so ist die jedes Element bewegende Kraft $P\,dm$. Es ist dann die erste Bedingung erfüllt, da

$$\int P\,dm = P\int dm = 0 \text{ ist.}$$

Fällt ferner die magnetische Axe des Körpers mit der Z-Axe zusammen, so ist in Betreff der zweiten Bedingung zuerst

$$\Sigma Px\,dm = P\Sigma x\,dm = 0,$$
$$\Sigma Py\,dm = P\Sigma y\,dm = 0;$$

da die X- und Y-Axe auf der magnetischen (Z) Axe senkrecht stehen.

Denkt man sich ferner auf der magnetischen (Z) Axe zwei Punkte μ und ν im Abstande z und $z + r$ von dem Anfangspunkt der Coordinaten, an welchen die Kräfte $\pm F$ thätig sind, die in entgegengesetzter Rich-

tung wie die Kräfte Pdm wirken, so muss, um das Gleichgewicht herzustellen, da $\Sigma Pzdm = P\Sigma zdm = PM$, wo M das Moment des Körpers in Bezug auf die Hauptaxe ist:

$$PM = \mp F(r + z) \pm Fz, \text{ d. i. } PM \pm Fr = 0 \text{ sein.}$$

Da diese Bedingung kein z enthält, ist es gleichgültig, an welchen um r von einander entfernten Punkten der magnetischen Axe die Kräfte $\pm P$ wirken; nur wird ihre Grösse bestimmt durch die Gleichung

$$F = \mp \frac{PM}{r}.$$

Die auf die einzelnen Theile einer magnetischen Masse von aussen wirkenden gleich starken und parallelen bewegenden magnetischen Kräfte lassen sich also durch zwei ihnen parallele Kräfte ersetzen, welche an zwei Punkten der magnetischen Axe thätig sind.

Denkt man sich, dass der eine der beiden Punkte μ und ν, z. B. μ mit dem Schwerpunkt des Körpers zusammenfalle und fest sei, so schwingt der aus der Ruhelage gebrachte magnetische Körper, vorausgesetzt, dass nur die magnetischen Kräfte auf ihn wirken, unter ihrem Einfluss, wie wenn der Körper am Punkt μ frei aufgehängt wäre, und auf den Punkt ν desselben die Schwerkraft mit der Kraft $\frac{PM}{r}$ wirkte.

Nehmen wir an, der magnetische Körper sei in seinem Schwerpunkt so befestigt, dass er sich nur um eine verticale Axe drehen kann, so wirkt auf seine Theilchen nur die horizontale Componente der magnetischen Kraft T. Dann ist der Körper im Gleichgewicht, wenn seine magnetische Axe mit der Richtung des erdmagnetischen Meridians zusammenfällt. Der Werth P in unseren Formeln ist dann gleich T. Wird der Körper aus dieser Lage gedreht, so schwingt er um dieselbe, wie wenn die Schwerkraft in der Richtung des magnetischen Meridians auf einen um r von der Drehungsaxe entfernten Punkt mit der Kraft $\frac{TM}{r}$ wirkte. 156

Ist nun das Trägheitsmoment des magnetischen Körpers in Bezug auf die Drehungsaxe $= k$, so ist die Zeitdauer t einer Schwingung desselben:

$$t = \pi \sqrt{\frac{r}{TM} \cdot \frac{k}{r}} = \pi \sqrt{\frac{k}{TM}}$$

$$TM = \frac{\pi^2 k}{t^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Wir wiederholen, dass in dieser Formel entsprechend den oben §. 151 gegebenen Bestimmungen als Einheit für T und M die beschleunigende Kraft genommen ist, welche der Masseneinheit (der Masse eines Milligramms) in der Zeiteinheit die Geschwindigkeit 1 ertheilt.

Wollte man dagegen die beschleunigende Kraft der Schwere $g = 1$

setzen, so würde die Länge l eines einfachen Pendels, welches die Schwingungsdauer t besitzt,

$$t = \pi \sqrt{\frac{l}{g}}$$

sein. — Ist die Schwingungsdauer eines solchen Pendels gleich 1, so ist für dieses $g = \pi^2 l$.

Um daher TM so auszudrücken, dass als Grundmaass die Schwerkraft $g = 1$ gesetzt ist, ist die Formel noch durch $g = \pi^2 l$ zu dividiren, und man erhält dann:

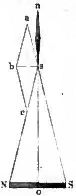
$$T_l M_l = \frac{\pi^2 k}{g t^2} = \frac{k}{t^2 l} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (g = 1),$$

in welcher Formel l die Länge des Secundenpendels ist.

2. Bestimmung des Quotienten $\frac{M}{T}$.

157 Zu dieser Bestimmung lässt man den Magnetstab NS, für den man das Product seines magnetischen Momentes M mit der horizontalen Componente des Erdmagnetismus T bestimmt hat, von der Seite in irgend einer Lage auf eine kleine frei aufgehängte Magnetnadel ns wirken, und bestimmt die Ablenkung, um welche sie hierdurch aus dem magnetischen Meridian abweicht, in welchem sie durch den horizontalen Zug des Erdmagnetismus festgehalten wird. Man wählt die gegenseitige Lage des Magnetstabes und der Nadel so, dass die Ablenkung ein Maximum und die Berechnung einfach wird. Zu dem Ende legt man den Magnetstab in dieselbe Horizontalebene mit der Nadel und zwar mit seiner Axe senkrecht gegen den magnetischen Meridian, so dass entweder die Verlängerung der Axe der Nadel die Länge des Stabes, oder die Verlängerung der Axe des Stabes die magnetische Axe der Nadel halbirt, also durch ihre Drehungsaxe geht.

Fig. 117.



1. Die Verlängerung der Axe der Nadel ns halbirt die Axe des Magnetstabes NS (Fig. 117).

Es sei die Quantität des magnetischen Fluidums, welches wir in den magnetischen Polen von NS concentrirt denken, gleich $\pm m$, das in den Polen von ns concentrirte $\pm \mu$, so ist die Anziehungs- und Abstossungswirkung der Pole N und S des Stabes auf den Pol s der Nadel durch die gleich grossen in der Richtung von Ss und Ns liegenden Linien sc und as dargestellt, und die Resultante beider Wirkungen bs steht auf der Axe der Nadel ns senkrecht.

Da nun Dreieck $abs \backsim sNS$, so verhält sich $bs : as = NS : Ns$.

Es sei die Resultante $bs = f$. — Ist dann die Länge von $NS = 2a$, und können wir für den Abstand sN den directen Abstand $so = r$ des

Poles s der Nadel von der Mitte von NS setzen, wenn die Länge $2a$ gegen den Abstand r klein ist, so folgt

$$as = \frac{m\mu}{r^2}, \text{ also}$$

$$f = \frac{2am\mu}{r^3};$$

$2am$ ist aber das magnetische Moment M des Stabes NS, so dass

$$f = \frac{M\mu}{r^3}$$

sich ergiebt. — Ist die Nadel ns gegen r klein, so können wir ihre Pole n und s in ihren Mittelpunkt verlegt denken, und es ergiebt sich die auf den Pol n wirkende Kraft ebenso gross wie f und nur der Richtung nach entgegengesetzt.

Bezeichnen wir die halbe Länge der Nadel ns mit α, so würde $2\alpha\mu = M_1$ das magnetische Moment derselben und $2\alpha f = D$ das Drehungsmoment sein, welches der Stab NS auf dieselbe ausübt; dann ist dieses Drehungsmoment

$$d = \frac{MM_1}{r^3}.$$

Das Drehungsmoment D_1, welches der Stab auf die Nadel in der Entfernung 1 ausübt, ist demnach

$$d_1 = MM_1.$$

Diesen Werth nennt man das auf die Einheit der Entfernung reducirte Drehungsmoment.

Setzen wir $d_1 = 1$, $M = M_1$, so ist $M = M_1 = 1$.

Als Einheit des magnetischen Momentes einer Nadel kann man das Moment einer Nadel betrachten, welche auf eine zweite in der oben angegebenen Lage befindliche Nadel von gleichem Moment in der Einheit der Entfernung ein Drehungsmoment ausübt, welches gleich ist dem Druck eines Milligramms an dem Ende eines Hebelarms von der Länge eines Millimeters.

2. Schneidet die Verlängerung der Axe des Stabes NS, dessen Länge $2a$ 158
ist, den Mittelpunkt der Nadel ns, Fig. 118, und ist wieder der Abstand des Mittelpunktes o des Stabes NS von dem Mittelpunkt der Nadel gleich r, so können wir, wenn die Nadel ns gegen die Entfernung os klein ist, den Abstand $Ss = r - a$ und $Ns = r + a$ setzen, und annehmen, dass die von den Polen S und N auf Pol s ausgeübten Abstossungs- und Anziehungswirkungen auf der magnetischen Axe ns der Nadel senkrecht stehen. Diese Wirkungen sind aber

Fig. 118.



$$\frac{m\mu}{(r+a)^2} \text{ und } -\frac{m\mu}{(r-a)^2},$$

also ihre Summe

$$F = \frac{-4ra \,.\, m\mu}{(r^2-a^2)^2}, \qquad = \frac{-2r\,M\mu}{(r^2-a^2)^2}.$$

Ist die Länge von a gegen den Abstand r zu vernachlässigen, so folgt:

$$F = -\frac{2\,M\mu}{r^3}.$$

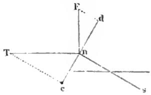
Das auf beide Pole der Nadel ausgeübte Drehungsmoment ergäbe sich zu

$$\frac{2\,M\,M_l}{r^3}.$$

In beiden Fällen 1 und 2 ist also unter Vernachlässigung der gegen den Abstand r kleinen Grössen die gegen die Axe der Nadel senkrechte Resultante der Wirkungen des Magnetstabes der dritten Potenz des Abstandes ihres Mittelpunktes von dem Mittelpunkt des Stabes proportional[1]).

159 Ist aber die Nadel vor dem einen Pol des Stabes aufgehängt, so ist das Drehungsmoment doppelt so gross, als wenn der Stab vor dem einen Pol der Nadel sich befindet. — Durch den Einfluss dieses Drehungsmomentes werde im letzteren Falle die Nadel aus dem magnetischen Meridian um den Winkel φ abgelenkt. Es nähert oder entfernt sich hierdurch der eine und andere Pol ein wenig von dem ablenkenden Magnetstab. Wir wollen diese Aenderung der Entfernung r vernachlässigen, eben so wie die dadurch bewirkte Veränderung der Richtung der Resultante. Soll nun dieselbe unter dem gemeinschaftlichen Zuge der horizontalen Componente des Erdmagnetismus T (nT in Fig. 119) und der Kraft f (nF in der Figur) im Gleichgewicht sein, so müssen die beiden auf der Axe der Nadel senkrechten Componenten (nc und nd) gleich sein. Es ist nun $nc = nT \sin\varphi$ und $nd = nF \cos\varphi$; ferner ist die Wirkung der horizontalen Componente T des Erdmagnetismus auf die Nadel $nT = \mu T$, und so ergiebt sich

Fig. 119.



$$\mu T \sin\varphi = \frac{M\mu}{r^3} \cos\varphi,$$

d. i.

$$r^3 \, tg\,\varphi = \frac{M}{T}.$$

[1]) Dieselben Resultate ergeben sich auch aus §. 100 und dem §. 101 angeführten Gauss'schen Satze.

Würden wir den Winkel $\varphi_{\prime}$ bei der zweiten Lage des Magnetstabes bestimmen, so würde $r^3 tg\,\varphi_{\prime}$ sich gerade doppelt so gross ergeben müssen, da in diesem Falle

$$\frac{r^3 tg\,\varphi_{\prime}}{2} = \frac{M}{T}$$

wäre.

Aus den beiden Formeln: 160

$$TM = \frac{\pi^2 k}{t^2}$$

$$\frac{M}{T} = r^3 tg\,\varphi = \frac{r^3 tg\,\varphi_{\prime}}{2}$$

erhalten wir nun:

$$T = \frac{\pi}{t}\sqrt{\frac{k}{r^3 tg\,\varphi}} = \frac{\pi}{t}\sqrt{\frac{2k}{r^3 tg\,\varphi_{\prime}}}$$

$$M = \frac{\pi}{t}\sqrt{k r^3 tg\,\varphi} = \frac{\pi}{t}\sqrt{\frac{k r^3 tg\,\varphi_{\prime}}{2}}.$$

Der Werth für $\frac{M}{T}$ ist hier berechnet, indem angenommen wurde, dass die Länge des Magnetstabes NS gegen seine Entfernung von der Magnetnadel vernachlässigt werden könne. Ist dies nicht der Fall, so erhält man nach den beiden erwähnten Methoden für $\frac{M}{T}$ Ausdrücke von der Form:

$$tg\,\varphi = \frac{M}{T}\left(\frac{x}{r^3} + \frac{y}{r^5} + \dots\right)$$

wo x und y Constante sind. Diese Reihe kann nur ungerade Potenzen von r enthalten, da die Ablenkung φ beim Umlegen des Stabes NS auf die entgegengesetzte Seite der Nadel ns bei gleicher Entfernung $(-r)$ von derselben gleich aber entgegengesetzt $(-\varphi)$ werden muss.

Stellt man die Versuche bei mehreren Abständen r an, so kann man die Coëfficienten x und y eliminiren und so wiederum den Werth $\frac{M}{T}$ bestimmen.

Nehmen wir wie früher als Einheiten die Masse eines Milligramms 161
und den Millimeter, als Einheit der Zeit die Secunde, so haben wir hiernach folgende Maasse für T und M.

Die horizontale Componente des Erdmagnetismus wird gemessen durch eine lineare Grösse. Sie wird bestimmt durch das Drehungsmoment, welches sie auf einen senkrecht gegen ihre Richtung gestellten Magnet vom magnetischen Moment Eins ausübt; oder mit an-

deren Worten durch die Anzahl Masseneinheiten (Milligramme), welche unter dem Einfluss der beschleunigenden Kraft 1 mit gleichem Druck an dem Ende eines horizontalen Hebels von der Länge von 1^{mm} wirken würden.

Das magnetische Moment M des Magnetstabes ist aber gemessen durch eine Grösse vierten Grades in Bezug auf die Längendimension, also durch das Product einer Masse in eine Länge, z. B. eines Hebelarms in die an dem Ende desselben angebrachte Masse. Als Einheit derselben kann man das magnetische Moment eines Magnetstabes von der Länge von 1^{mm} betrachten, welcher einem eben so grossen Magnetstab, dessen Axe auf ihm senkrecht steht und seine Länge halbirt, und welcher in der Entfernung von 1^{mm} von ihm sich befindet, ein reducirtes Drehungsmoment ertheilt, welches gleich ist dem Druck der durch die beschleunigende Kraft 1 gezogenen Masseneinheit eines Milligramms an dem Ende eines Hebelarms von der Länge eines Millimeters.

Sind die bei der Bestimmung des Trägheitsmomentes und der Länge r verwendeten Gewichts- und Längeneinheiten resp. n und p mal so klein, so wird $K \,.\, n\,p^2$, und $r^3 \,.\, p^3$ mal so gross ausfallen. Der Werth T_0, unter Anwendung dieser neuen Einheiten, wird dann

$$T_0 = T\sqrt{\frac{n\,p^2}{p^3}} = T\sqrt{\frac{n}{p}}\,.$$

Um daher die in englischen Gewichts- und Maasseinheiten (1 Grain $= 64{,}799^{mllgr}$, 1 Fuss $= 304{,}7945^{mm}$) erhaltenen Werthe von T in französischen Einheiten auszudrücken, muss man T mit $\sqrt{\frac{64{,}799}{304{,}7945}} = 0{,}46108$ multipliciren. Derselbe Factor ergiebt sich für die Reduction der in russischen Einheiten (1 Pfund $= 409512^{mllgr}$, 1 Zoll $= 25{,}3995^{mm}$) erhaltenen Werthe gleich $\sqrt{\frac{409512}{25{,}3995}} = 126{,}98$.

Experimentelle Bestimmung der Werthe MT und $\frac{M}{T}$.

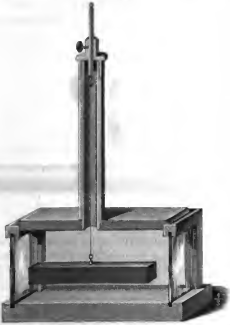
162 Zur Ausführung der Beobachtungen, welche zur Bestimmung der Werthe TM und $\frac{M}{T}$ erforderlich sind, bedarf man zweier Apparate; einmal eines Apparates, in welchem man die Schwingungsdauer und das Trägheitsmoment eines Magnetstabes bestimmt, und sodann einer Boussole, deren Nadel bei den verschiedenen Stellungen des Magnetstabes abgelenkt wird.

Den zu ersteren Zwecken dienenden Apparat bezeichnet man mit dem Namen **Magnetometer**.

Eine kleinere Form desselben, welche für manche physikalischen Zwecke genügen dürfte, ist von **Weber** angegeben worden.

Der Apparat (Fig. 120) besteht aus einem viereckigen Kasten, in welchem an einem Bündel von Coconfäden ein Magnetstab von etwa 100mm

Fig. 120.



Länge, 17,5mm Breite und Höhe vermittelst eines kleinen Häkchens aufgehängt ist. Der Kasten ist gegenüber den Endflächen des Magnetes mit Glasplatten versehen, um durch diese den Magnet beobachten und die Zahl der Schwingungen zählen zu können, welche er vollbringt, nachdem er durch einen von der Seite genäherten Magnetstab aus seiner Ruhelage abgelenkt worden ist. Für eine genauere Zählung könnte man an der Endfläche des Stabes einen feinen verticalen Strich verzeichnen, und denselben durch ein mit Fadenkreuz versehenes Fernrohr betrachten, dessen Axe mit der Axe des Magnetes in seiner Ruhelage übereinstimmt. Bei den Oscillationen des Magnetes geht dann jedesmal der Strich am Magnet bei dem mittleren Faden des Fadenkreuzes im Fernrohr vorbei, und man kann genau die Zeit dieses Vorbeiganges und so die Oscillationsdauer des Magnetes bestimmen. Das Trägheitsmoment des Magnetstabes ergiebt sich hier durch eine einfache Rechnung, da man das Trägheitsmoment des Häkchens, an dem derselbe aufgehängt ist, vernachlässigen kann. Ist die Länge des Magnetes a, die Breite b, das Gewicht G, die Beschleunigung der Schwere g, so ist das Trägheitsmoment:

$$k = \frac{a^2 + b^2}{12 . g} G.$$

Nehmen wir, wie bei den früheren Betrachtungen, als Einheit der Masse die eines Milligramms und ist G in Milligrammen gegeben, so fällt der Werth g in dieser Formel fort.

Noch sicherer, als in der angegebenen Weise, kann man die Oscillationsdauer des Magnetes bestimmen, wenn man an demselben einen Spiegel befestigt, und vermittelst eines Fernrohres in dem letzteren das Spiegelbild einer ihm in einiger Entfernung gegenübergestellten Scala beobachtet.

Man kann den Spiegel an dem in einem Kasten oder an einem festen Punkte an der Decke des Zimmers aufgehängten Magnetstab vorn an der

Fig. 121.

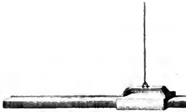
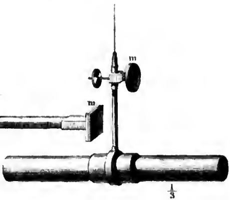


Fig. 122.



Endfläche hefestigen (Fig. 121), oder auch an seiner Drehungsaxe (Fig. 122). Die letztere Methode ist der ersteren bei weitem vorzuziehen, da bei dieser bei etwas grösseren Elongationen des schwingenden Magnetstabes leicht die durch die Axe des Fernrohres gehende Visirlinie nicht mehr den Spiegel an demselben trifft.

163 Ein sehr brauchbares transportables Magnetometer mit Spiegelablesung ist das folgende, welches für viele physikalische Versuche geeignet ist und für die meisten Zwecke, bei denen es nicht auf sehr genaue Bestimmungen, wie bei den speciellen Untersuchungen über Erdmagnetismus ankommt, hinlänglich genaue Resultate liefert.

Auf einen Rahmen (Fig. 123) von Kupferblech, der oberhalb in der Mitte durchbohrt ist, sind vier Messingstäbe aufgesetzt, auf welche eine gleichfalls durchbohrte Platte aufgeschraubt wird. Auf dieser ist ein aus zwei in einander verschiebbaren Röhren bestehendes Rohr *r* aufgesetzt, welches oben eine um die Axe des Rohres drehbare Deckplatte (Fig. 124) trägt. An dieser ist in der Mitte ein Häkchen befestigt, an dem einer oder mehrere Coconfäden herabhängen. Diese werden unterhalb an einem kupfernen Stäbchen (Fig. 122) befestigt. Das letztere ist hierzu oben der Länge nach aufgeschnitten. In den Schnitt werden die Coconfäden eingelegt, und durch einen übergeschobenen Ring fest gepresst. Unterhalb trägt das kupferne Stäbchen eine Hülse, in welche der Magnetstab eingeschoben wird. Derselbe ist cylindrisch, etwa 18 Ctm. lang und 1 Ctm. dick, aus wohlgehärtetem Stahl gefertigt, und auf irgend eine Weise stark magnetisirt. Es ist ihm sodann durch starke Erschütterungen ein Theil seines Magnetismus entzogen worden, welcher grösser ist, als der permanente Verlust, den er durch kleine unvermeid-

liche Erschütterungen und durch die Aenderungen der Temperatur der umgebenden Luft erfahren würde.

Auf das kupferne Stäbchen, welches den Magnet trägt, wird ein kleines Metallrohr so geschoben, dass es gerade in dem Raum zwischen den Stäben *d* sich befindet. An das Rohr ist vorn eine Metallplatte gelöthet, und auf diese ein Planspiegel *m*, von Metall oder Glas, gekittet. Im letzteren Falle ist der Spiegel zweckmässig auf der Vorderfläche versilbert, um die durch die Refraction der Lichtstrahlen im Glase bedingte Fehlerquelle zu vermeiden. Ueber

Fig. 123.



Fig. 124



die Stäbe *d* wird eine Hülse von Kupferblech geschoben, in welche nur dem Spiegel *m* gegenüber ein Fenster von Spiegelglas eingesetzt ist.

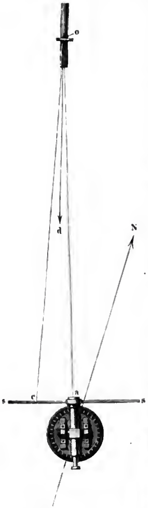
Sehr zweckmässig ist es, wenn man in den Zwischenraum zwischen dem kupfernen Rahmen und dem Magnetstab verschieden dicke, genau in den Rahmen passende Kupferhüllen legen kann, durch deren Einfluss die Elongationen der Schwingungen des Magnetes vermindert oder gedämpft werden.

Die in der Figur gezeichnete Umwindung des Rahmens mit übersponnenem Kupferdrath wird nur angebracht, wenn der Apparat zugleich als Galvanometer oder Tangentenboussole zur Messung der Intensität galvanischer Ströme dienen soll.

Bei diesen Apparaten beobachtet man die Schwingungen des Magnetes 164
vermittelst der Methode der Spiegelablesung, welche zuerst von **Poggen-**

dorff[1]) **angegeben und von Gauss**[2]) **benutzt worden ist. Dem Spiegel des Magnetometers gerade gegenüber wird eine mit verkehrt geschriebenen**

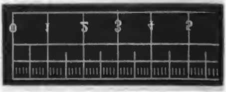
Fig. 125.



Zahlen versehene, in Millimeter getheilte Scala (Fig. 126) aufgestellt und durch ein über der Mitte der Scala befestigtes, mit Fadenkreuz versehenes Fernrohr ihr Spiegelbild in dem Spiegel betrachtet. Man bedient sich hierzu besonderer auf Papier gedruckter Scalen, welche auf eine Leiste von trockenem Holz geklebt werden. Um das Verziehen des Holzes zu vermeiden, klebt man auf die Hinterseite desselben gleichfalls einen Papierstreif. Statt der Papierscalen hat Lamont Scalen von Milchglas vorgeschlagen, welche von hinten durch Lampen beleuchtet werden. — Die Axe des Fernrohrs wird senkrecht gegen die Scala gestellt, und über die Mitte des Objectivs ein unterhalb beschwerter Faden über die Scala hinübergehängt. In der Ruhelage des Spiegels muss man dann gerade den unter dem Faden liegenden Theilstrich der Scala sehen, welcher somit den Nullpunkt der Theilung darstellt.

Dreht sich nun der Spiegel, Fig. 125, um einen Winkel $aod = \psi$, so sieht man in demselben an dem dem Fadenkreuz des Fernrohres gerade gegenüber liegenden Punkte o diejenigen Theilstriche c der Scala, deren Verbindungslinie mit dem Punkt o mit der Linie ao den Winkel 2ψ macht. Steht also die Scala genau senk-

Fig. 126.



recht auf der der Axe des Fernrohres entsprechenden Linie ao, ist der dieser Axe entsprechende Nullpunkt der Scala a, so ist die an der Scala abgelesene Länge $ac = oa \,.\, tg\, 2\psi$.

---

1) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. VII, S. 121. 1826.* — 2) Gauss, Götting. Gelehrte Anz. 1833. Nr. 205 bis 207.

oder

$$tg\,2\psi = \frac{ac}{oa}.$$

Der Abstand ao ist sorgfältig in demselben Maasse zu bestimmen, in welchem auch die Scala getheilt ist. — Aus der berechneten $tg\,2\psi$ kann man leicht den Winkel ψ berechnen. — Nimmt man indess den Abstand ao etwa 1 bis 2 Meter gross, so ist bei geringen Ablenkungen des Spiegels die halbe Tangente des doppelten Winkels $\frac{tg\,2\psi}{2}$ so wenig von dem Bogen ψ selbst verschieden, dass in den meisten Fällen die direct beobachtete Ablenkung der ablenkenden Kraft proportional gesetzt werden kann, wenn diese der $tg\,\psi$ oder dem Winkel ψ entspricht. (Bei einem Abstand a der Scala vom Spiegel von 2 Meter und Ablenkung des Spiegels um $\psi = 1^0$ würde der entsprechende Bogen $\psi = 34{,}91$ Millimeter und $a\frac{tg\,2\psi}{2} = 34{,}92$ Millimeter betragen.

Befindet sich die reflectirende Ebene des Spiegels nicht genau in der Drehungsaxe, sondern ist sie von derselben um den horizontalen Abstand b entfernt, wendet man z. B. einen Stabmagnet wie in Fig. 121 an, an dessen einem Ende der Spiegel angebracht ist, so hat man den Uebelstand, dass bei einer etwas bedeutenderen Drehung die verlängerte Axe des Fernrohres nicht mehr den Spiegel trifft. — Ferner ändert sich auch bei der Ablenkung der Abstand des Mittelpunktes der Scala vom Spiegel. Ist der Abstand der Scala von der Drehungsaxe $= a$, so ist in der Ruhelage des Magnetes dieser Abstand $a - b$. Wird der Magnet um ψ^0 abgelenkt, so ist nun dieser Abstand nahezu 165

$$a - b\,cos\,\psi.$$

Steht die Axe des Fernrohres oder die Linie ao nicht auf der Scala senkrecht, oder liegt der bei der Ruhelage des Spiegels durch das Fernrohr beobachtete Nullpunkt der Scala nicht genau in der durch die Axe des Fernrohres gelegten senkrechten Ebene, so sind die bei gleichen Drehungswinkeln des Spiegels $+\psi$ und $-\psi$ nach beiden Seiten beobachteten Ablenkungen an der Scala nicht gleich. Man kann leicht Reductionsformeln aufstellen, welche die hier gefundenen Ablenkungen auf die richtigen reduciren, oder besser durch Stellschrauben die Scala so lange drehen, bis die normale Stellung derselben erreicht ist.

Man schiebt nach der ersten Beobachtung der Ruhelage des Magnetstabes nach der unten §. 172 angegebenen Methode an seine Stelle in die an dem Spiegelträger befestigte Hülse einen Messingstab von gleichem Gewichte. Bleibt dann die Stellung des Spiegels ungeändert, so hat der den Magnetstab tragende Faden in der Ruhelage desselben keine Torsion. 166

Die hierzu erforderliche Einstellung des Fadens kann man durch Drehung des Torsionskreises erreichen, an welchem der den Magnet tragende Faden aufgehängt ist.

Man versetzt nun den Magnet des Magnetometers in Schwingungen und beobachtet sowohl die Zeiten, in welchen derselbe durch seine Ruhelage hindurchgeht als auch in welchen er die Maxima der Elongationen nach beiden Seiten zeigt, sowie auch letztere selbst. Dann kann man die Schwingungsdauer des Magnetes berechnen. Um den Magnet in Schwingungen zu setzen, nähert man ihm in einer gegen den Meridian senkrechten Richtung den Pol eines anderen in der Hand gehaltenen Magnetstabes. Sind die Elongationen der Schwingungen zu gross geworden, so bedient man sich desselben Magnetstabes, der nicht allzustark magnetisirt sein darf, als Beruhigungsstab. In den Momenten, wo der Magnet mit dem einen oder anderen Pol auf den Beobachter zuschwingt, kehrt man demselben den diesem Pol gleichnamigen Pol des Beruhigungsstabes zu, und kehrt denselben bei jedem Wechsel der Bewegung des schwingenden Magnetes um.

Den Beruhigungsstab selbst stellt man in möglichst grosser Entfernung vom schwingenden Magnet in verticaler Stellung gegen die Wand etwa so auf, dass die Schwingungsebene des Magnetes ihn in halber Höhe schneidet. Dann wirkt er nicht ablenkend auf letzteren ein (vgl. auch §. 101).

167 Schwingt der Stab, so wird bei jeder Schwingung der ihn tragende Faden tordirt, und dadurch wird ein Drehungsmoment erzeugt, welches zugleich mit dem auf ihn wirkenden Erdmagnetismus den Stab in seine Ruhelage zurückführt. — Um dieses Drehungsmoment zu bestimmen, dreht man den Torsionskreis, welcher den Faden trägt, um etwa so viel (φ) Grade herum, als die weitesten Elongationen des Magnetes betragen, und bestimmt die Ablenkung des Magnetes aus seiner Ruhelage. Dieselbe betrage $\varphi_{\prime}$[1]. Dann ist das Drehungsmoment, welches auf den Magnetstab durch die Torsion wirkt, proportional dem Winkel $\varphi - \varphi_{\prime}$, also $= \vartheta(\varphi - \varphi_{\prime})$, das Drehungsmoment aber, welches durch die magnetischen Kräfte ausgeübt wird, proportional dem Sinus des kleinen Winkels $\varphi_{\prime}$, für den wir den Winkel $\varphi_{\prime}$ selbst setzen können. Wir haben dann

$$\vartheta(\varphi - \varphi_{\prime}) = TM\varphi_{\prime}$$

d. i.

$$\frac{\varphi}{\varphi_{\prime}} = \frac{TM}{\vartheta} + 1.$$

Bezeichnen wir den hieraus berechneten Werth von $\frac{TM}{\vartheta} = v$, so ist die Zeitdauer der Schwingungen im Verhältniss von $1 : \sqrt{\frac{v}{v+1}}$ verringert.

[1]) Weber, Resultate des magn. Vereins. 1836. S. 25.*

Schwingt eine Magnetnadel für sich ohne äussere Bewegungshindernisse, so bleibt ihre Schwingungsweite völlig ungeändert. Ist dies nicht der Fall, so nimmt dieselbe ab. Diese Abnahme tritt namentlich ein, wenn die Nadel von Metallmassen umgeben ist, in denen sie bei ihren Bewegungen Ströme inducirt, deren Intensität der Geschwindigkeit der Nadel in jedem Moment proportional ist, und welche mit einer ihrer Intensität, also der Geschwindigkeit der Nadel proportionalen Kraft dieselbe in ihren Bewegungen aufhalten. 168

Eine genauere Beobachtung ergiebt, dass die Schwingungsbogen der Nadel unter dem Einfluss dieser „Dämpfung" nach dem Gesetz einer geometrischen Reihe abnehmen. Nimmt man daher die (natürlichen) Logarithmen irgend zweier auf einander folgender Schwingungsbogen, so ist ihre Differenz constant. Man bezeichnet diese constante Differenz mit dem Namen des logarithmischen Decrementes.

Es ist nöthig, bei den Schwingungen einer Nadel unter dem Einfluss der Dämpfung sowohl den quantitativen Werth dieser Dämpfung zu bestimmen, als auch die Schwingungsdauer der Nadel und ihre Gleichgewichtslage aus den Beobachtungen des Standes der Nadel bei ihren grössten Abweichungen von derselben, also den Wendepunkten ihrer Schwingungen zu bestimmen. Eine Anleitung hierzu ist von Gauss [1]) gegeben.

Wir setzen stets kleine Schwingungsbogen der Nadel voraus, wie sie beim Magnetometer mit Spiegelablesung beobachtet werden, so dass wir die in jedem Moment auf die Nadel wirkende Directionskraft des Erdmagnetismus als proportional ihrer Abweichung von der Gleichgewichtslage betrachten können.

Berechnung der Schwingungsdauer.

Bezeichnet x die Ablenkung der Nadel zur Zeit t, p den Scalentheil, auf den sie in ihrer Ruhelage einspielt, n^2 die Richtkraft, welche auf die Nadel wirkt, dividirt durch ihr Trägheitsmoment; 2ε die verzögernde Kraft der Dämpfung für die Geschwindigkeit der Nadel gleich 1, gleichfalls dividirt durch ihr Trägheitsmoment, so ist die Differentialgleichung ihrer Bewegung: 169

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + n^2 (x - p) + 2\varepsilon \frac{dx}{dt} = 0.$$

Das vollständige Integral dieser Gleichung ergiebt sich zu

$$x = p + A e^{-\varepsilon t} \sin \sqrt{n^2 - \varepsilon^2}\,(t - B) \quad . \; . \; . \; . \quad (1)$$

1) Gauss, Resultate des magnet. Vereins. 1837. S. 58.

wo A und B Constante, e die Basis des natürlichen Logarithmensystems ist.

Ist die dämpfende Kraft $\varepsilon = 0$, so ist

$$x_0 = p + A \sin n\,(t - B) \quad \ldots \ldots \quad (2)$$

Das Maximum der Elongation nach der einen oder anderen Seite der Ruhelage p wird mit und ohne Dämpfung eintreten, wenn resp.

$$1)\ \sin \sqrt{n^2 - \varepsilon^2}\,(t - B) = 1,\ 2)\ \sin n\,(t - B) = 1 \text{ ist.}$$

Ohne Dämpfung bleibt die Amplitüde der Schwingungen daher constant gleich A; unter dem Einfluss der Dämpfung ist sie $Ae^{-\varepsilon t}$.

Es nimmt also bei gleichbleibender Schwingungsdauer zwischen je zwei extremen Elongationen die Schwingungsweite, wie wir oben erwähnt, nach dem Gesetz einer geometrischen Reihe ab.

Ihre Ruhelage p wird die Nadel in beiden Fällen jedesmal einnehmen, wenn

$$1)\ \sin \sqrt{n^2 - \varepsilon^2}\,(t - B) = 0 \text{ oder } 2)\ \sin n\,(t - B) = 0 \text{ ist} \quad (3)$$

Dies tritt zuerst ein, wenn t einen solchen Werth t_l erhält, dass $t_l - B = 0$ ist.

Bezeichnet T_l und T die Zeit einer Schwingung von der Ruhelage p nach einer Seite und zurück zur Ruhelage mit und ohne Dämpfung, so muss in beiden Fällen, resp. wiederum zur Zeit T_l oder T

$$1)\ \sin \sqrt{n^2 - \varepsilon^2}\,(t_1 + T_1 - B) = 0 \text{ oder } 2)\ \sin n\,(t_1 + T - B_1) = 0 \text{ sein.}$$

Dies tritt ein, wenn

$$1)\ \sqrt{n^2 - \varepsilon^2}\,(t_l + T_l - B) = \pi$$

oder

$$2)\ n\,(t_l + T - B) = \pi \text{ ist.}$$

Nach Abzug des oben für t_1 erhaltenen Werthes $t_1 - B = 0$ bleibt

$$1)\ \sqrt{n^2 - \varepsilon^2}\ T_l = \pi \text{ oder } 2)\ n\,T = \pi \quad \ldots \quad (4)$$

Die Schwingungsdauer ist also bei Anwendung der Dämpfung grösser als ohne dieselbe. — Aus der beobachteten Schwingungsdauer T_l ergiebt sich unmittelbar die Schwingungsdauer ohne Einfluss der Dämpfung

$$T = T_l \frac{\sqrt{n^2 - \varepsilon^2}}{n} \quad \ldots \ldots \quad (5)$$

Das Verhältniss zweier auf einander folgenden Amplitüden, der unter dem Einfluss der Dämpfung schwingenden Magnetnadel ist, wenn die Zeit des Eintreffens der ersten t ist,

$$\frac{Ae^{-\varepsilon t}}{Ae^{-\varepsilon(t + T_l)}} = e^{\varepsilon T_l}.$$

Bezeichnet λ das logarithmische Decrement der Schwingungen, so ist

$$\lambda = \log nat\ e^{\varepsilon T_l} = \varepsilon\,T_l \quad \ldots \ldots \quad (6)$$

Führt man den hieraus berechneten Werth für ε und den Werth für n aus Gleichung 4 in die Gleichung 5 ein, so erhält man

$$\frac{\pi^2}{T^2} = \frac{\pi^2}{T_l^2} + \frac{\lambda^2}{T_l^2} \qquad \ldots \ldots \ldots \quad (7)$$

Ist das logarithmische Decrement, wie es gewöhnlich geschieht, nach dem Briggi'schen Logarithmensystem zu $l = m\lambda$ bestimmt, wo m der Modul der Briggi'schen Logarithmen ist, so hat man

$$\frac{\pi^2}{T^2} = \frac{\pi^2}{T_l^2} + \frac{l^2}{m^2 T_l^2} \qquad \ldots \ldots \quad (8)$$

Kennt man also die Schwingungsdauer T_l der Nadel unter dem 170
Einfluss der Dämpfung, so wie das logarithmische Decrement $\lambda = \frac{l}{m}$ ihrer Schwingungen, so kann man die Schwingungsdauer T der Nadel ohne Dämpfung nach dieser Formel berechnen.

Führt man aus den Gleichungen 4 und 6 die Werthe für n und $\sqrt{n^2 - \varepsilon^2}$ so wie für ε in die Gleichungen 1 und 2 ein, so erhält man als Gleichungen für den Stand der Nadel mit und ohne Dämpfung für die Zeit t:

$$x = p + A\, e^{\frac{-\lambda t}{T_l}} \cdot \sin \frac{\pi}{T_l}(t - B) \qquad \ldots \quad (9)$$

$$x_0 = p + A \sin \frac{\pi}{T}(t - B) \qquad \ldots \ldots \quad (10)$$

Die Berechnung der Schwingungsdauer T_l ist angestellt, indem dieselbe als die Zeit angesehen wird, während welcher die Nadel von ihrer Ruhelage nach der einen Seite und in die Ruhelage zurückschwingt. — Die Hälfte der Zeit $\frac{T_l}{2}$ entspricht indess nicht genau der Zeit, während welcher die Nadel von der Ruhelage bis zu ihrer grössten Elongation kommt, bei welcher $\frac{dx}{dt} = 0$ wird. Für diesen Moment ist

$$\frac{dx}{dt} = 0 = A^{\frac{-\lambda t_0}{T_l}} \left[-\frac{\lambda}{T_l} \sin \frac{\pi}{T_l}(t_0 - B) + \frac{\pi}{T_l} \cos \frac{\pi}{T_l}(t_0 - B) \right] \quad (11)$$

also

$$tg\, \frac{\pi}{T_l}(t_0 - B) = \frac{\pi}{\lambda} \qquad \ldots \ldots \quad (12)$$

Setzt man $arc\ cotg\ \frac{\pi}{\lambda} = \varphi$, so ergiebt sich die Zeit, $t_0 - B$, welche vergeht, bis die Nadel aus ihrer Ruhelage bis zur grössten Elongation ausschwingt:

$$t_0 - B = \frac{1}{2} T_l - \varphi \frac{T_l}{\pi}.$$

Wird φ in Graden gemessen, so ist $\pi = 180^0$, also

$$t = \frac{1}{2}\ T_l - \frac{\varphi}{180^0}\ T_k$$

Die Zeit der Schwingung von der Ruhelage bis zur grössten Amplitüde wird bei den verschiedenen Schwingungen von Anfang an dieselbe sein. — Alle Stillstände der Nadel treten also um gleich viel früher ein, als die Hälfte der Zeiten zwischen zwei Durchgängen durch die Ruhelage. — Die Differenz zwischen den Zeiten zweier solcher Stillstände entspricht daher direct derselben Schwingungsdauer, wie sie aus dem wiederholten Durchgang der Nadel durch den Ruhepunkt p abgeleitet ist.

171 Die nach der gegebenen Anleitung berechnete Schwingungsdauer T der ohne Einfluss der Dämpfnng schwingenden Nadel gilt für grössere Schwingungsbogen. Da dieselbe mit dem Wachsen der Schwingungsbogen wächst, ist sie auf unendlich kleine Schwingungsbogen zu reduciren. Die Zeitdauer einer unendlich kleinen Schwingung sei T_0, so ist

$$T = T_0\left(1 + \frac{1}{4}\ sin^2 \frac{1}{4}\ \alpha + \frac{1}{4}\ \frac{9}{16}\ sin^4 \frac{1}{4}\ \alpha + \dots\right)$$

wo α den Schwingungsbogen bezeichnet, welcher der Schwingungsdauer T entspricht. Sind die Schwingungsbogen klein, so braucht man nur das quadratische Glied der Reihe zu berücksichtigen, und kann für den Sinus den Bogen setzen. Dann ist

$$T = T_0\left(1 + \frac{1}{64}\ \alpha^2\right) \text{ oder auch } T_0 = T\left(1 - \frac{1}{64}\ \alpha^2\right).$$

Nehmen, wie bei Anwendung der Dämpfung, die Schwingungbogen nach dem Gesetz einer geometrische Reihe ab, deren Quotient L sei, so lässt sich die mittlere reducirte Schwingungsdauer von n Schwingungen der Nadel schon aus der Schwingungsdauer der ersten Schwingung und der Elongation α der ersten und der der $n$ten Schwingung ableiten. Es ist nämlich die auf unendlich kleine Bogen reducirte Schwingungsdauer:

Schwingung.	Elongation.	Reducirte Schwingungsdauer.
1.	α	$T\left(1 - \frac{1}{64}\alpha^2\right)$
2.	$\alpha_2 = \alpha L$	$T\left(1 - \frac{1}{64}\alpha^2 L^2\right)$
n	$\alpha_n = \alpha L^{2n-1}$	$T\left(1 - \frac{1}{64}\alpha^2 L^{2n-1}\right) = T\left(1 - \frac{1}{64}\ {\alpha_n}^2\right).$

Die mittlere reducirte Dauer einer dieser Schwingungen ist demnach

$$T_0 = T - \frac{T}{64\ n}\left(\frac{\alpha^2 - {\alpha_n}^2 L^2}{1 - L^2}\right).$$

Sind die Amplitüden, welche man bei der ersten und $m$ten Schwingung beobachtet hat, h und h_m, so ist

$$h = \frac{1}{2}\left(\frac{\alpha}{L} + \alpha\right);\ h_m = \frac{1}{2}\left(\alpha_m + \alpha_m L\right)$$

also

$$T_0 = T - T\,\frac{h_m^2 - h_m^2}{16\,m}\,\frac{L}{(1+L)^2\,(1-L^2)}.$$

Ist das logarithmische Decremeut in Briggi'schen Logarithmen

$$l = log\,\frac{1}{L}$$

klein, so kann man nach Gauss den Bruch

$$\frac{L}{(1+L)^2\,(1-L^2)} = \frac{m}{8\,l}$$

setzen, wo m der Modulus des Briggi'schen Systems.

Man erhält dann die mittlere reducirte Schwingungsdauer

$$T_0 = \frac{T\,m\,(h^2 - h_n^2)}{128\,l\,n}.$$

Berechnung der Ruhelage der Nadel.

Sind drei auf einander folgende Amplitüden der Schwingungen der 172
Nadel nach entgegengesetzten Seiten X_I, X_{II}, X_{III}, so wird bei geringer Abnahme der Schwingungsbogen der Ruhebestand p der Nadel das Mittel aus der mittleren Stellung von X_I und X_{II} und X_{II} und X_{III} sein, also

$$p = \frac{\frac{1}{2}(X_I + X_{II}) + \frac{1}{2}(X_{II} + X_{III})}{2} = \frac{X_I + 2X_{II} + X_{III}}{4} \qquad (1)$$

Bei grösserer Abnahme der Elongationen ist indess die Ruhelage p ein wenig anders zu berechnen.

Sind X_I und X_{II} zwei aufeinander folgende Elongationen nach entgegengesetzten Seiten, von denen die erste um die Zeit t, die zweite um die Zeit $t + T_I$ erfolgt, so ist

$$X_I = p + A e^{-\varepsilon t} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

$$X_{II} = p + A e^{-\varepsilon t - \varepsilon T_I} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (3)$$

Bezeichnet $\frac{1}{L}$ eine Zahl, deren natürlicher Logarithmus das logarithmische Decrement λ ist, so ist

$$log\ nat\ L = -\lambda = -\varepsilon\,T_I,$$

daher

$$X_{II} = p - A\,L.e^{-\varepsilon t} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (4)$$

Aus 2 und 4 ergiebt sich

$$p = \frac{L X_{I} + X_{II}}{1 + L} = X_{I} + \frac{1}{1 + L}(X_{II} - X_{I}).$$

Kennt man also das logarithmische Decrement λ, so kann bei Beobachtung zweier auf einander folgender Amplitüden der Ruhestand p der Nadel nach dieser Formel berechnet werden.

173 Ist der Magnetstab nicht von regelmässiger Form, sondern wie bei den Spiegelmagnetometern mit dem Spiegel belastet, so kann man sein Trägheitsmoment nicht direct berechnen. Man bestimmt dann dasselbe durch Versuche.

Es werden zu beiden Seiten der Drehungsaxe des Magnetes in gleichen Abständen r von derselben kleine Marken auf dem Magnet verzeichnet, und auf diesen vermittelst feiner Fäden zwei gleiche Gewichte q an den Magnet gehängt, oder ringförmige Gewichte auf denselben geschoben. Bei grösseren Magnetstäben kann man auch auf denselben eine dünne Holzleiste legen, auf welcher die Gewichte q angebracht sind. Das Trägheitsmoment k des Magnetstabes wird dadurch um einen Werth $c + 2\,q\,r^2$ vermehrt, wo c eine durch das Trägheitsmoment der Holzleiste gegebene Constante ist. Wird die Schwingungsdauer t des Magnetstabes ohne Auflegen der Gewichte, so wie beim Auflegen derselben bei zwei verschiedenen Abständen r_{I} und r_{II}, von der Drehungsaxe desselben, t_{I} und t_{II}, nach den §. 169 u. folgende angegebenen Methoden bestimmt, so ist für den unbelasteten Stab

$$T M t^2 = k \pi^2$$

für den belasteten

$$T M t_{I}^2 = (k + c + 2\,q\,r_{I}^2)\,\pi^2$$
$$T M t_{II}^2 = (k + c + 2\,q\,r_{II}^2)\,\pi^2.$$

Aus diesen drei Gleichungen kann TM, k und c gefunden werden.

Nimmt man hier als Einheit der Zeit die Secunde, als Einheit der Entfernung und der Masse das Millimeter und Milligramm, so erhält man das absolute Maass für TM.

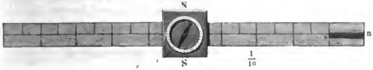
174 Bei der experimentellen Bestimmung des Quotienten $\frac{M}{T}$ kann man sich nach Weber[1]) einer gewöhnlichen Boussole (Fig. 127) bedienen, deren Kreis in Grade getheilt ist, so dass man noch 10tel Grade schätzen kann. Diese Boussole befestigt man auf der Mitte eines in halbe Decimeter getheilten Metermaassstabes, der in der auf dem magnetischen Meridian senkrechten Richtung aufgestellt ist. Man legt den am Magnetometer auf seine Schwingungsdauer untersuchten Magnetstab, dem man hierbei zweckmässig genau die Länge von 10 Centimeter giebt, in verschiedenen Entfer-

1) Weber, Resultate. 1836. S. 63.

nungen von der Axe der Boussolennadel auf diesen Maassstab und bestimmt jedesmal die Ablenkung der Nadel.

Für genauere Versuche kann man die Boussole durch einen kleinen in einer dicken Kupferhülse schwebenden magnetisirten Stahl-

Fig. 127.



spiegel ersetzen, welcher einen Durchmesser von etwa 10 Millimeter und 1 Millimeter Dicke hat und an einem Coconfaden so aufgehängt ist, dass seine magnetische Axe horizontal hängt (vergl. im folgenden Abschnitt die Beschreibung des Spiegelgalvanometers). Die Ablenkungen dieses Stahlspiegels durch den ihm genäherten Magnetstab beobachtet man vermittelst der Spiegelablesung. Es ist zweckmässiger, den Magnetstab der Nadel der Boussole oder dem Stahlspiegel von Ost oder West her so zu nähern, dass die Verlängerung der Axe des Magnetstabes die Drehungsaxe derselben schneidet, als von Nord oder Süd, so dass die Axe der Nadel die Länge des Stabes schneidet, da im ersteren Falle die Ablenkungen doppelt so gross werden, wie im zweiten und auch die Abweichungen von der Symmetrie in der Aufhängung der Nadel und geringe Abweichungen der Axe des Stabes von der gegen den Meridian senkrechten Richtung einen geringeren Einfluss auf das Resultat ausüben, und die dadurch auftretenden Glieder, welche gerade Potenzen von r enthalten, viel kleiner sind.

Wenn es irgend der Raum gestattet, stellt man die Beobachtungen so an, dass man den Magnetstab gleich weit östlich und westlich von der frei aufgehängten Nadel und zwar abwechselnd mit seinem Nord- und Südpol der letzteren in verschiedenen Entfernungen $\pm r_0 \pm r_1 \pm r_2 \ldots$ von der Nadel hinlegt..

Man nimmt stets das Viertel der Summe der Ausschläge der Nadel nach beiden Seiten, wenn der ablenkende Magnetstab in einer bestimmten Entfernung in diesen vier Lagen sich befindet, als die dieser Entfernung entsprechende Ablenkung. Dieselben seien bei verschiedenen Abständen r respective $\varphi_0\ \varphi_1\ \varphi_2$. — Um nun den wahrscheinlichsten Werth von

$$\frac{M}{T} = \frac{r^3 tg\,\varphi_I}{2}$$

(vgl. §. 160) zu erhalten, bildet man nach Weber (l. c.) die Ausdrücke

$$\sum \frac{tg\,\varphi}{r^3} = A,\ \sum \frac{tg\,\varphi}{r^5} = A_I,\ \sum \frac{1}{r^6} = B,\ \sum \frac{1}{r^8} = B_I,$$

$$\sum \frac{1}{R^{10}} = B_{II},$$

dann ist der wahrscheinlichste Werth von $\frac{M}{T}$

$$\frac{1}{2}\,\frac{A_I B_I - A B_{II}}{B_I B_I - B B_{II}}.$$

Da sich bei der Drehung der Nadel ns um den Ablenkungswinkel φ, der dieselben tragende Faden gleichfalls tordirt hat, wird dieselbe eigentlich nicht nur durch das von dem Erdmagnetismus ausgeübte Drehungsmoment $MT \sin\varphi$ zurückgeführt, sondern dasselbe ist um $\vartheta\varphi$ vermehrt. Setzen wir $\varphi = \sin\varphi$, so ist das zurückführende Drehungsmoment

$$(MT + \vartheta)\sin\varphi.$$

Den Werth ϑ können wir nach §. 167 mit MT vergleichen, und diesen Werth in die weiteren Formeln statt MT einführen, dann erhalten wir den corrigirten Werth von $\frac{M}{T}$.

Diese Correction wird indess in den meisten Fällen vernachlässigt werden können.

175 Hat man nach den vorstehend beschriebenen Methoden die horizontale Componente T des Erdmagnetismus bestimmt (dieselbe ist für unsere Gegend etwa 1,7 — 1,9), so kann man das magnetische Moment M jedes beliebigen magnetischen Körpers durch Bestimmung seines Trägheitsmomentes k und seiner Schwingungsdauer t aus der Formel

$$M = \frac{\pi^2 k}{t^2 T}$$

berechnen.

II. Elektromagnetische und elektrodynamische Messapparate.

176 Die Bestimmung der Intensität eines galvanischen Stromes geschieht gewöhnlich in der Weise, dass wir dieselbe zunächst vermittelst verschiedener Instrumente in Einheiten ausdrücken, welche für jedes dieser Instrumente verschieden sind; erst nachher reduciren wir diese Beobachtungen durch Multiplication mit einem durch das Experiment zu bestimmenden Factor auf ein gemeinsames, den obigen Definitionen des absoluten Maasses des Magnetismus entnommenes absolutes elektromagnetisches Maass.

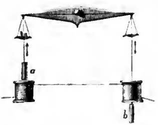
Wir wollen zuerst die verschiedenen jetzt gebräuchlichen Messapparate näher behandeln und sodann genauer anführen, wie die durch sie gemessenen Stromintensitäten auf absolutes Maass zurückgeführt werden.

Einer der älteren Messapparate ist die von Becquerel[1]) (und Wrede) zuerst angegebene elektromagnetische Waage, welche von

1) Becquerel, Compt. rend. T. V, p. 35. 1837; Pogg. Ann. Bd. XLII, S. 307.

Lenz und Jacobi [1]) wesentlich verbessert worden ist. Unter die an kurzen Dräthen anfgehängten Schalen einer feinen chemischen Wage, Fig. 128, 177

Fig. 128.



stellt man zwei Spiralen, von denen jede aus mehreren neben einander aufgewundenen Dräthen gebildet ist. Man leitet durch die Windungen dieser Spiralen den zu messenden Strom. An den Schalen der Wage sind zwei Magnetstäbe a und b so angehängt, dass beide ihre Nordpole nach unten kehren. Die Axen der Stäbe fallen mit denen der Spiralen zusammen. Der eine von ihnen ist an einem kurzen, der andere an einem längeren Drath befestigt, so dass der eine über, der andere unter der betreffenden Spirale schwebt. Ein Glasohr schützt den letzteren vor dem Luftzuge. Durch den die Spiralen in einem bestimmten Sinne durchfliessenden Strom werden beide Magnetstäbe von denselben abgestossen, und diese Abstossung ist bei gleicher Lage der Magnetstäbe der Stromintensität proportional. Führt man daher durch Gewichte G, welche man auf die Wagschalen legt, die Magnetstäbe in ihre Gleichgewichtslage vor dem Hindurchleiten des Stromes durch die Spiralen zurück, so sind diese Gewichte gleichfalls der Stromintensität I proportional. Indess bedarf es hierbei noch einer Correction, die durch die temporäre Aenderung des Magnetismus der Stäbe durch den Einfluss des Stromes in den Spiralen bedingt ist. Lenz und Jacobi fanden z. B., als sie einen Strom von gleicher Intensität erst durch einen, dann durch sechs neben einander auf den Spiralen aufgewundene Dräthe leiteten, dass die Gewichte nicht im Verhältniss 1 : 6, sondern bei verschiedenen Stromintensitäten in einem etwas geringeren Verhältniss zu einander standen [2]).

Man kann dann den Werth I durch die Formel $I - I^2 \alpha = G$ bestimmen, wo α eine empirisch zu bestimmende Constante ist.

Hängt man, wie es Becquerel und E. Becquerel zu thun pflegen, beide Magnetstäbe in gleicher Lage über den Spiralen auf, und leitet den Strom so durch dieselben, dass der eine Stab angezogen, der andere abgestossen wird, sich also die Wirkungen beiderseits addiren, so wird bei dem Ausschlag der Wage die ablenkende Kraft zunehmen, da der abgestossene Stab von der Spirale sich entfernt, der angezogene sich ihr nähert. Man hat dann bei der Aequilibrirung der Wage durch Gewichte nur ein labiles Gleichgewicht und genauere Messungen sind unmöglich.

Ein bei Weitem wichtigerer und allgemeiner angewandter Apparat ist Die Tangentenboussole [3]). Sie besteht aus einem oder mehre- 178

[1]) Lenz u. Jacobi, Pogg. Ann. Bd. XLVII, S. 227, 239. 1839.* — [2]) Vergl. auch v. Feilitzsch, Karsten's Encyclopädie. S. 83.* — [3]) Pouillet, Compt. rend. T. IV, p. 267. 1837;* Pogg. Ann. Bd. XLII, S. 283.*

ren (Fig. 129) auf einem Brett befestigten, verticalen Ringen von mehreren von einander isolirten und durch Klammern ef fest verbundenen Dräthen, deren Enden mit den Drathklemmen aa_1 bb_1 cc_1 dd_1 verbunden sind. Auf dem Brett ist ein Ständer angebracht, der eine Boussole trägt, bestehend aus einer an einem feinen Coconfaden aufgehängten kurzen Magnetnadel ns, welche mit einem längeren aus einem geschwärzten Glasfaden gebildeten Zeiger verbunden ist, der auf einer Kreistheilung spielt. Die noch so häufig angewandte Aufhängung der Nadel vermittelst eines Achathütchens auf einer Stahlspitze bietet für genauere Zwecke wohl nicht die gehörige Beweglichkeit der Nadel dar.

Fig. 129.



Will man bei der Aufhängung an einem Coconfaden die Schwankungen der Nadel vermeiden, so kann man nach Poggendorff unten an dieselbe in der Verlängerung des Coconfadens einen zweiten Faden anhängen. der unterhalb eine kleine Messingkugel trägt. Diese Kugel hängt in einem in den Ständer eingelassenen Glasrohr, dessen inneren Raum sie fast vollständig ausfüllt. Das den Drathring und die Boussole tragende Brett kann auf dem mit Stellschrauben versehenen Brett pp um seine Axe gedreht, und so der Drathring dem magnetischen Meridian parallel gestellt werden. Je nach Bedürfniss leitet man den Strom, dessen Intensität man messen will, durch einen oder mehrere der Drathringe hinter oder neben einander und beobachtet den Ausschlag der Nadel. Unter der Nadel bringt man zweckmässig eine Scheibe von recht dickem Kupferblech an. Bei den Schwingungen der Nadel werden in diesem galvanische Ströme inducirt. welche die Nadel in ihren Bewegungen aufhalten und die Schwingungen derselben dämpfen, so dass sie schneller ihre Gleichgewichtslage annimmt.

Zur Begründung der Theorie dieses Instrumentes wollen wir die Länge der Magnetnadel gegen den Durchmesser des Drathkreises vernachlässigen, und so ihre Pole nahezu in den Mittelpunkt desselben verlegen. Wir haben unter dieser Voraussetzung schon §. 141 bewiesen, dass die durch den Erdmagnetismus und den den Drathkreis durchflies-

senden Strom auf die Nadel ausgeübten Drehungsmomente sich wie der Cosinus zum Sinus ihres Ablenkungswinkels verhalten, mithin die Intensität des Stromes der Tangente des Ablenkungswinkels proportional ist.

Ist die Nadel nicht genau den Windungen parallel, sondern bildet sie mit ihnen einen kleinen Winkel φ, ist die horizontale Componente des Erdmagnetismus T, so werden die durch Ströme von der Intensität $\pm I$ bedingten Ablenkungen ψ und ψ_1 der Nadel nach beiden Seiten gegeben durch die Gleichungen (§. 90)

$$I\cos(\psi - \varphi) = T\sin\psi. \qquad I\cos(\psi_1 + \varphi) = T\sin\psi_1.$$

Woraus folgt

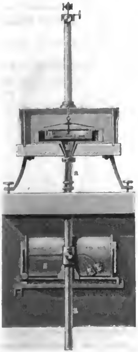
$$tg\,\varphi = \frac{ctg\,\psi_1 - ctg\,\psi}{2}.$$

Man kann also aus den Ablenkungen α und α_1 den Winkel φ berechnen, und durch Drehen der Drathwindungen dieselben richtig einstellen. Indess ist bei geringen Werthen φ der Beobachtungsfehler nicht gross, wenn man die Stromintensität I

$$I = T.tg\,\frac{\psi + \psi_1}{2}$$

setzt. Der Fehler im Ablenkungswinkel beträgt, wenn $\varphi = 1 - 2^0$ ist, für ψ zwischen 0 und 80^0 höchstens $^1/_2$ Minute, wenn $\varphi = 5^0$ ist, für ψ bis 60^0 nur etwa $2^1/_2$ Minuten im Maximum [1]).

Fig. 130.



Eine alte Tangentenboussole von Nervander [2]) (Fig. 130) bestand aus einer, auf einer Theilung spielenden Magnetnadel ns, unter welcher sich in einiger Entfernung eine horizontal liegende Drathspirale S befand, deren Axe mit der Richtung des magnetischen Meridians zusammenfiel. Diese Spirale S war an einem verticalen Stabe aa befestigt, an dem sie sich auf und nieder schieben und vermittelst eines conischen Zapfens unter dem Aufhängepunkt der Magnetnadel um eine verticale Axe drehen liess. Eine auf der Theilung spielende Alhidade gestattete die Drehungswinkel zu bestimmen. Wurde nun die Spirale um 90^0 aus der Ebene des Meridians gedreht und ein Strom durch sie hindurchgeleitet, so wurde die Nadel abgelenkt, und die Stromintensität entsprach der Tangente des Ablenkungswinkels.

1) Vergl. auch Buff, Liebig Ann. Bd. LXXXVI, S. 1. 1853.* — 2) Lenz, Pogg. Ann. Bd. LIX, S. 203. 1843.*

Diesen Apparat hat namentlich Lenz zu einer Reihe von Versuchen verwendet. Neuerdings ist er indess durch die anderen Formen der Tangentenboussole völlig verdrängt worden.

179 Das Gesetz der Proportionalität der Stromintensität mit der Tangente des Ablenkungswinkels der Nadel der Tangentenboussole ist nur richtig, so lange die Länge der Nadel verschwindend klein gegen den Durchmesser des sie umgebenden Drathringes ist. Sobald die Pole der Nadel aus der Ebene desselben bedeutend heraustreten, ist die Einwirkung des Stromes schwächer, und das auf sie ausgeübte Drehungsmoment ist nicht mehr proportional dem Cosinus ihrer Neigung gegen die Ringebene, sondern kleiner [1]).

Dies hat Despretz [2]) auch experimentell zu zeigen versucht, indem er nach einander zwei Punkte der zur Boussole führenden Dräthe durch eine Nebenschliessung verband, welche resp. aus 1 bis n (4) Dräthen gebildet war, deren jeder einen Widerstand besass, welcher gleich dem des zwischen den Ableitungspunkten liegenden Drathes der Boussole war. Despretz nimmt an, dass hierbei die Intensität des durch die Boussole gehenden Stromes im Verhältniss von $\frac{1}{n+1}$ geschwächt werde. Dies ist jedoch nicht richtig; denn bezeichnet R und E den Widerstand und die elektromotorische Kraft der Säule, r den Widerstand des Drathes der Boussole, so ist die Intensität I des Stromes in der Boussole ohne Nebenschliessung $I = \frac{E}{R+r}$; bei einer Nebenschliessung von n Dräthen

$$I_n = \frac{1}{n+1} \frac{E}{R + \frac{r}{n+1}}.$$

Das Verhältniss der beiden Intensitäten ist also $\frac{I_n}{I} = \frac{R+r}{(n+1)R+r}$ und nicht, wie Despretz annimmt, $\frac{1}{n+1}$ [3]).

Despretz beobachtete nun unter Anderem die durch Ströme von verschiedenen Intensitäten bewirkten Ablenkungen 40° 29′, 43° 36⅓′, 52° 53′ und 64° 32¼′, und ebenso die Ablenkungen, wenn durch obige Verzweigung nur ein Viertel des Stromes durch die Boussole floss. Die Ablenkungen hierbei ergaben sich resp. 4, 8, 10 und 20 Minuten kleiner, als es nach jenen Werthen berechnet war.

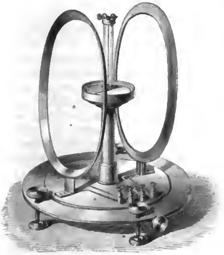
Wenn nun auch diese Versuche mit Berücksichtigung der angeführten Rechnung nur sehr geringe Abweichungen von dem Tangentengesetz ergaben, so ist es doch für genauere Messungen wünschenswerth, ein noch zuverlässigeres Maass der Stromintensität zu erhalten. Man hat daher

[1]) Eine Berechnung dieser Abweichung von Hädenkamp in Grunert's Archiv, Bd. XXIII, S. 217. 1854. — [2]) Despretz, Compt. rend. T. XXXV, p. 449. 1852.* — [3]) Bosscha, Pogg. Ann. Bd. XCIII, S. 406. Anm. 1854.*

versncht, durch passende Einrichtung der Tangentenboussole das Gesez der Tangenten innerhalb möglichst weiter Grenzen zur Geltung zu bringen. Dies kann einmal dadurch geschehen, dass man die Nadel sehr kurz nimmt. Nach Weber[1]) würden die Tangenten der Ablenkungen der Nadel den Stromintensitäten fast genau proportional sein, wenn die Nadel nicht länger als $^1/_4$ des Durchmessers des Drathkreises ist.

In anderer Weise geschieht dies in der von Helmholtz[2]) und Gaugain[3]) angegebenen Tangentenboussole dadurch, dass man den Mittelpunkt der Nadel nicht mit dem Mittelpunkt des sie umgebenden Drathkreises zusammenfallen lässt, sondern ihn in einer gegen die Ebene desselben senkrechten Richtung um die Hälfte des Radins verschiebt. Will man dann mehrere Drathkreise anwenden, so müssen ihre Mittelpunkte sich in solchen Abständen von dem Mittelpunkt der Nadel befinden, dass stets die Radien der Kreise doppelt so gross sind wie jene Abstände. Die Kreise würden daher auf einem Kegelmantel liegen, dessen Winkel φ an der Spitze so gross ist, dass $tg\, ^1/_2\, \varphi = 2$ ist. Dieser Winkel würde mithin 2mal 63° 26', d. i. etwa 127° betragen. Zweckmässiger würde man anch in gleichen Abständen zu beiden Seiten der Nadel solche Drathkreise aufstellen und durch beide in gleicher Richtung den Strom leiten. Die Tangentenboussole würde mithin etwa die Einrichtung wie in Fig. 131 erhalten, bei welcher überdies die Ablesung der Ablenkungen der Nadel viel bequemer ist, als wenn dieselbe in der Mitte des Drathkreises schwebte. 180

Fig. 131.



Die Begründung der Richtigkeit des Tangentengesetzes bei dieser Einrichtung bis zu sehr bedeutenden Ablenkungen ergiebt sich aus den Rechnungen des §. 146 bis 148.

Anch experimentell hat Gaugain das Tangentengesetz bestätigt, indem er um einen Drath von 2 Millimeter Dnrchmesser als Kern vier von einander isolirte Dräthe in Schraubenwindnngen von gleichem Gang auf-

[1]) W. Weber, Pogg. Ann. Bd. LV. S. 32. 1842.* — [2]) Helmholtz hat das Princip dieser Boussole schon in der Sitzung der physikalischen Gesellschaft zu Berlin am 16. März 1849 mitgetheilt und zu derselben Zeit einen Apparat nach demselben Princip construirt und benutzt. — [3]) Gaugain, Compt. rend. T. XXXVI, p. 191. 1853;* Pogg. Ann. Bd. LXXXVIII, S. 442.*

wickelte, die so gewonnene Spirale um eine kreisförmige Scheibe legte, und der Magnetnadel so gegenüberstellte, dass der Abstand des Mittelpunktes der Scheibe von dem Mittelpunkt der Nadel gleich ihrem halben Radius war. Der Strom wurde durch einen oder mehrere der schraubenförmigen Drathe hinter einander geleitet, welche nach den Ampère'schen Beobachtungen einem durch sie hindurchgehenden kreisförmigen Stromkreis äquivalent sind; die Intensität des Stromes wurde durch Ein- und Ausschaltung von Compensationsdräthen in den übrigen Schliessungskreis constant erhalten. Das Tangentengesetz bewährte sich hierbei vollkommen.

Dass man durch Anwendung von zweimal zwei Drathkreisen noch geringere Abweichungen vom Tangentengesetz erhält, als bei Anwendung von nur zwei Kreisen, folgt aus §. 148. Indess dürfte doch die mit letzteren zu erreichende Genauigkeit für fast alle Fälle vollkommen genügen.

181 Eine andere Methode, das Tangentengesetz bei der Tangentenboussole zur Geltung zu bringen, besteht darin, dass man die Nadel nur äusserst geringe Ablenkungen machen lässt und vermittelst feinerer Hülfsmittel dieselben beobachtet. Hierzu dient vortrefflich die von Poggendorff und Gauss zuerst angegebene Spiegelablesung (vgl. §. 164).

Je nachdem man die Tangentenboussole in der einen oder anderen Art verwenden will, erhält sie hierbei verschiedene Einrichtungen. Die eine Einrichtung rührt im Wesentlichen von Weber [1]) her. Er hat einen kleinen magnetisirten Stahlspiegel an einem Coconfaden in einer dicken hohlen kupfernen Kugel aufgehängt, so dass seine magnetische Axe horizontal hing. Die Kugel hatte auf einer Seite eine Oeffnung, durch die man vermittelst eines Fernrohrs das Spiegelbild einer Scala im Spiegel betrachten konnte. Vor die Kupferkugel, senkrecht gegen die Ebene des magnetischen Meridians konnte in verschiedener Entfernung ein Drathring aufgestellt werden, durch den ein galvanischer Strom geleitet wurde, welcher den Stahlspiegel ablenkte. Die Ablenkungen des Spiegels wurden an der Scala abgelesen.

Man kann auch bei diesem Apparat den Drathring so aufstellen, dass der Abstand der Mitte des Spiegels von seiner Ebene gleich der Hälfte seines Radius ist. Dann vereint man die Vortheile des Princips von Helmholtz und Gaugain mit denen der Spiegelablesung.

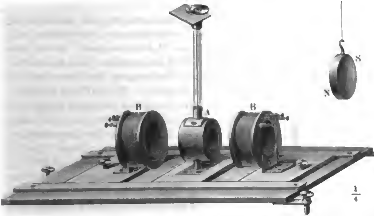
Einen ähnlichen, jetzt häufiger angewendeten Apparat, Fig. 132, habe ich folgendermaassen construirt [2]). In einer dicken Hülse von Kupfer A von 17^{mm} Wanddicke und 21^{mm} Länge hängt an einem Coconfaden ein dünner Stahlspiegel SN von 1^{mm} Dicke und 19^{mm} Durchmesser. Der Stahlspiegel ist so magnetisirt, dass seine magnetische Axe horizontal hängt. Auf die Hülse können beiderseits geschliffene Glasplatten aufgelegt werden, um dadurch den Luftzug am Spiegel zu vermeiden. Auf dieselbe ist ferner

---

[1]) Weber, Elektrodyn. Maassbest. Th. I, S. 17.* — [2]) Wiedemann, Pogg. Ann. Bd. LXXXIX, S. 504. 1853.*

ein Glasrohr aufgesetzt, welches oben eine kupferne Fassung trägt. Auf dieser dreht sich ein Metallknöpfchen, um welches das Ende des den Spiegel tragenden Coconfadens geschlungen ist. Durch einen seitlichen Schlitz der Fassung ist eine Elfenbeinplatte geschoben, die innerhalb einen kleinen Einschnitt hat, durch welchen der Coconfaden hinabhängt. Durch Verschieben der Platte kann der Spiegel in der Hülse *A* centrirt werden. Die

Fig. 132.



Kupferhülse mit dem Spiegel steht in der Mitte eines Schlittens, der sich durch drei Stellschrauben horizontal stellen lässt. Auf demselben lassen sich zwei Drathspiralen *B* und *B* hin- und herschieben [1]). Dieselben haben einen solchen inneren Durchmesser, dass sie gerade auf die Hülse *A* hinanfpassen. Jede Spirale besteht aus zwei 60^m langen, 1^{mm} dicken übersponnenen Kupferdräthen, deren Enden mit besonderen Klemmschrauben verbunden sind.

Der Apparat wird so gestellt, dass die Axe der Spiralen und der Kupferhülse senkrecht gegen den magnetischen Meridian gerichtet ist, und die beim Hindurchleiten des Stromes durch die eine oder andere der Drathwindungen erfolgende Ablenkung des Spiegels durch eine vorgestellte Scala mit Fernrohr beobachtet werden kann.

Je nach der Intensität der zu messenden Ströme kann man die Spiralen näher oder weiter von der Hülse mit dem Stahlspiegel entfernen. Auch kann man, wenn das Instrument sehr empfindlich sein soll, unter demselben in der Richtung des magnetischen Meridians einen horizontalen Magnetstab hinlegen, so dass sein Nordpol nach Süden, sein Südpol nach Norden gerichtet ist; oder auch nur in derselben Richtung von der Seite her dem Nordpol des Spiegels den Südpol eines Magnetstabes nähern.

[1]) Die Verschiebung der Drathrollen hat auch Lamont fast gleichzeitig mit mir an einer von ihm construirten Tangentenboussole angewendet (Pogg. Ann. Bd. LXXXVIII, S. 230. 1853*). Der obige Apparat war schon vor der Veröffentlichung der Beschreibung seiner Boussole für Untersuchungen über Wärmeleitung benutzt worden.

Es wird hierbei die Richtkraft der Erde durch die Gegenwirkung des Magnetes vermindert und der Ausschlag, welchen der Spiegel beim Hindurchleiten des Stromes durch die Spiralen zeigt, vergrössert. Man kann leicht aus der Schwingungsdauer des Stahlspiegels vor und nach der Annäherung des Magnetstabes die jedesmal in der Linie des magnetischen Meridians auf ihn wirkende Richtkraft bestimmen, und so in allen Fällen die aus den Ablenkungen des Spiegels berechneten Werthe der Stromintensitäten auf einander reduciren.

Bei diesem Apparate werden die Schwingungen des magnetischen Spiegels so bedeutend gedämpft, dass derselbe schon 4 — 6 Secunden nach dem Schliessen des ablenkenden Stromes in Ruhe kommt. So ist eine sichere und schnelle Ablesung seiner Ablenkung möglich. Der Apparat ist daher auch ganz besonders geeignet zur Bestimmung der Intensität von Strömen, welche schnell ihre Intensität ändern. — Wegen dieser bedeutenden Dämpfung ist dieser Apparat in allen Fällen bequem, wo es sich nicht um die Messung der Intensität von Strömen von kurzer Dauer handelt, bei welcher man den ersten Ausschlag des abgelenkten Magnetes zu bestimmen hätte. In Folge des geringen Trägheitsmomentes des Spiegels würden hierzu die Schwingungen desselben zu schnell erfolgen [1]).

Fig. 133.



Für diese Zwecke würde sich sehr gut das in §. 163 beschriebene Magnetometer (Fig. 133) eignen, um dessen Rahmen man mehrfache Lagen von Drathwindungen gelegt hat. Zweckmässig ist es, wenn man bei demselben zwischen den Magnet und den Rahmen verschieden dicke in sich geschlossene Kupferbleche einschieben kann, um so die Schwingungen der Nadel je nach Bedarf mehr oder weniger stark zu dämpfen.

Die Anwendung dieser Spiegelgalvanometer ist selbst bei Benutzung der von Gaugain eingeführten Verbesserungen bei weitem der der übrigen Tangentenboussolen vorzuziehen. Selbst in einem kleinen Raume lassen sich diese Apparate (namentlich der zuerst beschriebene) aufstellen, und man braucht sich bei der Ablesung der Ablenkung ihnen nicht zu nähern, wodurch Erschütterungen und Ablenkungen des Magnetes durch Eisenmassen u. s. f. vermieden werden.

Man kann die Intensität der Ströme mit diesen und den vorherbeschriebenen Apparaten in verschiedener Weise bestimmen, sowohl wenn die Ströme constant längere Zeit durch den Drath des Multiplicators geleitet werden, als auch wenn sie nur sehr kurze Zeit denselben durchfliessen. 182

a) Messung der Intensität von Strömen von längerer Dauer.

1. Man kann diese Messung einmal vornehmen, indem man die constante Ahlenkung bestimmt, welche der Magnetstab unter Einfluss des wirkenden Stromes annimmt. Bei dem ersten in §. 181 beschriebenen Apparat kann man diese Ablenkung unmittelbar ablesen. Bei dem zweiten daselbst beschriebenen Apparat ist indess die Dämpfung der Schwingungen des Magnetes nicht so vollkommen, dass er nach Einwirkung der ihn richtenden Kräfte schnell seine jedesmalige Ruhelage annimmt. Man bestimmt deshalb den seine Ruhelage bezeichnenden Theilstrich d der Scala ohne und mit Einfluss des Stromes in jedem Falle aus den Beobachtungen dreier auf einander folgender an der Scala abgelesener Elongationen a, b, c, zu $d = \frac{a + 2b + c}{4}$ (vgl. §. 172). Nur wenn die Dämpfuug bedeutender ist, wird man die auderen in §. 172 angeführten Formeln verwenden. Nachher öffnet man den Schliessungskreis des ablenkenden Stromes, beobachtet von Neuem die Lage des Magnetes, welche sich durch Veränderung der magnetischen Declination gleichfalls geändert haben kann. Man betrachtet dann das Mittel der ersten und letzten Bestimmung als den Nullpunkt, von dem aus man die Ahlenkung des Magnetes rechnet.

Bei den Spiegelgalvanometern entspricht die bei irgend einer Ablenkung des Magnetes beobachtete Zahl n der Theilstriche, um welche das Spiegelbild der Scala sich verschoben hat, der Tangente des doppelten Ablenkungswinkels φ des Spiegels. — Ist r der Abstand des Spiegels von der Scala, so ist

$$n = r tg\, 2\varphi$$

(vgl. §. 164). Die Stromintensität ist dann $tg\, \varphi$ proportional. Da indess in den meisten Fällen die Ablenkungen des Magnetes sehr klein sind, so kann man die Tangente des einfachen und doppelten Ablenkungswinkels dem Ahlenkungswinkel selbst gleichsetzen, und dann ist die Stromintensität der Zahl n der Theilstriche direct proportional.

In diesem Falle können wir die dem Sinus des Ablenkungswinkels φ proportionale Kraft, vermittelst deren der Erdmagnetismus den Magnet in den magnetischen Meridian zurückführt, gleichfalls dem Ablenkungswinkel φ oder auch der Zahl der Theilstriche n proportional setzen, die ablenkende Kraft des Stromes aber, welche eigentlich dem Werth $I \cos \varphi$ entspricht, bei verschiedenen Ableukungen als constant annehmen.

2. In einer zweiten Art ist die Intensität des constanten Stromes zu messen, indem man nur den ersten Ausschlag der Nadel bestimmt. 183

Wenn keine Dämpfung der Schwingungen eintritt, ist dieser Ausschlag doppelt so gross als die constante Ablenkung der Nadel aus ihrer Gleichgewichtslage, da sie gerade ebenso weit über die neue constante Lage hinausschwingt, die sie unter Einfluss des Stromes annehmen würde, als sie sich von der ersten Ruhelage bis zu jener hin bewegt hatte.

Werden die Schwingungen der Nadel gedämpft, so berechnet sich der erste Ausschlag in folgender Weise. Wir wollen hierbei die Benutzung der Spiegelgalvanometer voraussetzen, bei denen die ablenkende Kraft des Stromes der Ablenkung selbst proportional zu setzen ist [1]).

Nach der Formel 9 des §. 169 bezeichnet der Werth

$$x = p + Ae^{-\frac{\lambda}{T_1}t} \sin \frac{\pi}{T_1}(t - B) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

die Lage einer Nadel, welche durch eine ihrer Ablenkung $(x - p)$ aus der Ruhelage p proportionale Richtkraft in Schwingungen versetzt wird, zur Zeit t, während die Schwingungsdauer der Nadel T_1, das logarithmische Decrement ihrer Schwingungen λ ist.

Setzt man die Zeit $t = 0$ für den Moment, wo die Nadel durch die Einwirkung des Stromes aus ihrer Ruhelage abgelenkt wird, so ist in diesem ihre Geschwindigkeit $\frac{dx}{dt} = 0$, also nach §. 170 Nr. 12.

$$tg \frac{\pi}{T_1}(t - B) = \frac{\pi}{\lambda} \text{ oder } t - B = \frac{T_1}{\pi} \, arc\,tg \frac{\pi}{\lambda}.$$

Ist $arc\,tg \frac{\lambda}{\pi}$ im ersten Quadrant gleich w, so sind seine Werthe $a \pm n\pi$. Für die erste Gleichgewichtslage ist $t - B = 0$; wir haben also für den Anfangspunkt der Schwingungen für $arc\,tg \frac{\pi}{\lambda}$ den Werth $a - \pi$ zu nehmen. Für $t = 0$ ist dann $- B = \frac{T_1}{\pi} \, arc\,tg \frac{\pi}{\lambda}$, daher

$$x = p + Ae^{-\lambda\frac{t}{T_1}} \sin\left(\frac{\pi t}{T_1} + arc\,tg \frac{\pi}{\lambda}\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Geht man ferner bei der Messung der Ausschläge x von der Ruhelage der Nadel ohne Einfluss des Stromes aus, so ist für $t = 0$ auch $x = 0$, also die Ruhelage unter Einfluss des Stromes

$$p = \frac{\pi A}{\sqrt{\pi^2 + \lambda^2}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

$$x = \frac{\pi A}{\sqrt{\pi^2 + \lambda^2}} + Ae^{-\lambda\frac{t}{T_1}} \sin\left(\frac{\pi t}{T_1} + arc\,tg \frac{\pi}{\lambda}\right) \quad . \quad . \quad (4)$$

Hat die Nadel das Maximum des Ausschlages x_m erreicht, so ist $t = T_1$, also der Ausschlag

$$x_m = \frac{\pi A}{\sqrt{\pi^2 + \lambda^2}}\left(1 + e^{-\lambda}\right) = p\,(1 + e^{-\lambda}) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

[1]) W. Weber, Maassbestimmungen Th. II, S. 342 u. folgde.

Aus dem ersten Ausschlage x_m berechnet sich also die constante Ruhelage p der Nadel unter Einfluss des Stromes

$$p = \frac{x_m}{1 + e^{-\lambda}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

Ist λ klein, so kann man hierfür nach der Entwickelung von $e^{-\lambda}$ nach Potenzen von λ setzen

$$p = \frac{1}{2}\, x_m + \frac{1}{4}\, \lambda\, x_m \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

Besitzt der constante Strom eine sehr geringe Intensität, so ist die durch ihn hervorgebrachte constante Ablenkung und erste Elongation der Nadel zu klein, um gemessen zu werden. Man kann sich dann der sogenannten Multiplicationsmethode bedienen. Man kehrt nämlich durch einen Gyrotrop jedesmal die Richtung des die Nadel ablenkenden Stromes am Ende jeder Elongation so um, dass der Strom die Nadel in derselben Richtung ablenkt, in der sie ihre Schwingungen zu machen beginnt. Hierdurch wächst die Schwingungsweite. Behalten wir die §. 183 benutzten Bezeichnungen bei, so ist die erste Elongation 184

$$x_m = p\,(1 + e^{-\lambda}) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

und die constante Ruhelage der Nadel während der Einwirkung des Stromes $p = \dfrac{\pi A}{\sqrt{\pi^2 + \lambda^2}}$.

Wird die Stromesrichtung umgekehrt, wenn die Nadel den Stand x_m einnimmt, so wird die Ruhelage in der Richtung der Schwingung um $p_I = \dfrac{\pi A}{\sqrt{\pi^2 + \lambda^2}}$ verschoben, die Ablenkung der Nadel von dieser zweiten Ruhelage ist demnach

$$x_m + p_I = \frac{\pi A}{\sqrt{\pi^2 + \lambda^2}}\,(2 + e^{-\lambda}).$$

Führt man diesen Ausdruck statt des Werthes p in die Gleichung 5) ein, so ergiebt sich die Grösse der zweiten Elongation von dem Endpunkte der ersten Elongation an gerechnet

$$x_{2m} = p\,(2 + 3e^{-\lambda} + e^{-2\lambda}).$$

Ebenso erhielte man die dritte Elongation nach einer neuen Umkehrung der Stromesrichtung

$$x_{3m} = p\,(2 + 4e^{-\lambda} + 3e^{-2\lambda} + e^{-3\lambda})$$

u. s. f.

Wiederholt man das Verfahren, so werden zuletzt die Schwingungsbogen constant. Dann wird der Grenzwerth, dem sich die Schwingungsbogen nähern,

$$x_{nm} = p\left(2 - 4\,\frac{1}{1 - e^{-\lambda}}\right).$$

woraus sich der Ruhestand ergiebt, welchen die Nadel bei gleichmässiger Einwirkung des constanten Stromes annimmt:

$$p = \frac{x_{mn}}{2} \left(\frac{1 - e^{-\lambda}}{1 + e^{-\lambda}} \right).$$

185 b) Messung der Intensität der Ströme von sehr kurzer Dauer.

Ist die Zeitdauer der Ströme so gering, dass man sie gegen die Schwingungsdauer der Nadel vernachlässigen kann, so weicht die Nadel während ihres Verlaufes so wenig aus der Gleichgewichtslage, dass man die Wirkung der Ströme als einen momentanen Stoss auf die Nadel in tangentialer Richtung betrachten kann.

Wirkt ein momentaner Strom auf eine Nadel, welche ohne Einfluss der Dämpfung schwingt, so macht sie einen so grossen Ausschlag, dass sie nach der Rückkehr in ihre Ruhelage durch dieselbe mit derselben Geschwindigkeit C hindurchgeht, mit der sie aus derselben getrieben wurde. Bezeichnet daher i die Stromintensität, welcher diese Geschwindigkeit proportional ist, α den Ablenkungswinkel der Nadel, so hat man analog der entsprechenden Formel für die Schwingungen eines gewöhnlichen Pendels:

$$C = i\, const. = \sqrt{1 - \cos\alpha} = 2 \sin \frac{1}{2}\alpha \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Nach dieser Formel lässt sich die Intensität von momentanen Strömen, z. B. von Inductionsströmen aus der Ablenkung der Nadel in den meisten Fällen bestimmen, wo die Dämpfung der Schwingungen nur unbedeutend ist.

Für die mit Spiegelablesung versehenen Apparate, bei denen die Ausschläge sehr klein sind, ist unmittelbar die Intensität der momentanen Ströme der Ablenkung des Magnetes proportional zu setzen.

Schwingt der Magnet hierbei unter Einfluss der Dämpfung, so lässt sich die Geschwindigkeit C der Nadel bei Beginn des Ausschlages nach folgender Ableitung finden:

Die Gleichung der Schwingungen einer unter Einfluss der Dämpfung schwingenden Nadel ist nach §. 172 Nr. 9:

$$x = p + A e^{-\lambda \frac{t}{T_1}} \sin \frac{\pi}{T_l} (t - B) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Zählt man die Zeit von dem Beginn des Ausschlages der Nadel und die Ausschläge x von ihrer Ruhelage vor Einfluss des Stromes an, so ist:

$$p = 0 \text{ und } B = 0, \text{ also}$$

$$x = A e^{-\lambda \frac{t}{T_1}} \sin \pi \frac{t}{T_l} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Die Geschwindigkeit der Nadel für $t = 0$ ist:

$$C = \frac{dx}{dt} = \frac{\pi}{T_l} A, \text{ also}$$

$$x = C\,\frac{T_I}{\pi}\,e^{-\lambda\frac{t}{T_I}}\,\sin\pi\,\frac{t}{T_I} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \qquad (4)$$

Für das Ende der ersten Elongation ist $\frac{dx}{dt} = 0$, also wie in §. 170 Nr. 12:

$$tg\,\pi\,\frac{t}{T_I} = \frac{\pi}{\lambda} \text{ und } t = \frac{T_I}{\pi}\,arc\,tg\,\frac{\pi}{\lambda}.$$

Führt man diesen Werth für t in Gleichung (4) ein und berücksichtigt, dass nach §. 169 Nr. 8, wenn T die Schwingungsdauer der Nadel ohne Dämpfung angiebt,

$$\sin\pi\,\frac{t}{T_I} = \sin.\,arc\,tg\,\frac{\pi}{\lambda} = \frac{\pi}{\sqrt{\pi^2+\lambda^2}} = \frac{T}{T_I}$$

so hat man aus Gleichung (4) die Weite der Elongation x_I:

$$x_I = C\,\frac{T}{\pi}\,e^{-\frac{\lambda}{\pi}arc\,tg\frac{\pi}{\lambda}},$$

$$C = x_I\,\frac{\pi}{T}\,e^{\frac{\lambda}{\pi}arc\,tg\frac{\pi}{\lambda}}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \qquad (5)$$

Entwickelt man die Potenz in einer Reihe, so kann man, wenn das Decrement λ klein ist:

$$C = \frac{\pi}{T}\,x_I + \frac{1}{2}\,\frac{\pi}{T}\,\lambda\,x_I \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \qquad (6)$$

setzen.

Hat man also die Nadel ohne Einfluss der Dämpfung schwingen lassen und ihre Schwingungsdauer T direct bestimmt, oder dieselbe aus der Schwingungsdauer unter Einfluss der Dämpfung nach Anleitung des §. 169 mittelst Beobachtung des logarithmischen Decrementes λ abgeleitet, so ergiebt sich ihre der Intensität des sie ablenkenden momentanen Stromes proportionale Geschwindigkeit C im Moment der Ablenkung aus ihrer ersten Elongation nach Formel (5) oder (6).

Ist die Intensität der momentanen Ströme gering, so kann man auch zu ihrer Messung die Multiplicationsmethode verwenden, indem man jedesmal, wenn die Nadel des Multiplicators durch die ursprüngliche Ruhelage hindurchgeht, den momentanen Strom in der Richtung um sie herum leitet, dass der durch denselben auf die Nadel ausgeübte Stoss ihr eine Geschwindigkeit in gleicher Richtung mit ihrer jeweiligen Bewegung ertheilt. Bei dem Hin- und Hergang der Nadel muss also stets die Richtung des momentanen Stromes gewechselt werden. 186

Die Intensität des momentanen Stromes ergiebt sich aus dem jedesmaligen Schwingungsbogen wie folgt:

Ist die Nadel durch den ersten momentanen Strom mit der Geschwindigkeit C_I abgelenkt, so ergiebt sich aus Gleichung (4) des §. 185 ihre

Geschwindigkeit $C_I = \frac{dx}{dt}$ zur Zeit $t = T_I$, d. i. am Ende der Schwingung, wenn die Nadel zum ersten Male in ihre Ruhelage zurückgekehrt ist:

$$C_I = - Ce^{-\lambda} \; .$$

Erhält die Nadel in diesem Moment die Geschwindigkeit $- C$, so besitzt sie jetzt die Geschwindigkeit $- C\left(1 + e^{-\lambda}\right)$. Setzt man diesen Werth statt C in die die Grösse x_I der ersten Elongation der Nadel bestimmende Gleichung des vorigen Paragraphen:

$$x_I = C\frac{T}{\pi} e^{-\frac{\lambda}{\pi} \operatorname{arctg} \frac{\pi}{\lambda}},$$

ein, so erhält man die zweite Elongation von der Ruhelage:

$$x_2 = - (1 + e^{-\lambda})\, x_I.$$

Der ganze erste Schwingungsbogen s_I der Nadel zwischen ihren extremen Stellungen x_m und x_{2m} ist demnach:

$$s_I = x_I - x_2 = (2 + e^{-\lambda})\, x_I.$$

Ebenso ergiebt sich der folgende Schwingungsbogen:

$$s_2 = (2 + 2e^{-\lambda} + e^{-2\lambda})\, x_I$$

u. s. f. Allmälig nähert sich hierbei die Grösse der Schwingungsbogen einem Maximo, welches ist:

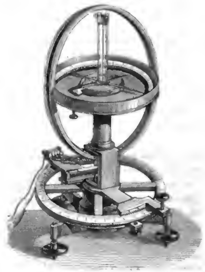


Fig. 134.

$$s_m = \left(\frac{2}{1 - e^{-\lambda}}\right) x_I,$$

woraus sich die Geschwindigkeit C der Nadel bei ihrem ersten Ausschlag berechnet:

$$C = \frac{s_m}{2}\frac{\pi}{T}(1 - e^{-\lambda})\, e^{\frac{\lambda}{\pi} \operatorname{arctg} \frac{\pi}{\lambda}}.$$

187 Die Fehlerquellen, welche bei der Tangentenboussole aus der Veränderung der Lage der Magnetnadel gegen die Windungen des sie umgebenden Drathes entspringen, hat man noch auf eine andere Weise zu vermeiden gesucht, indem man die Windungen auch nach dem Hindurchleiten des Stromes durch dieselben stets so stellte, dass die Nadel eine gleiche Lage gegen sie bewahrte. Dies geschieht in der **Sinusboussole**[1]), welche

[1]) **Pouillet**, Compt. rend. T. IV, p. 267. 1837;* Pogg. Ann. Bd. XLII, S. 284.*

mit den wesentlichen Verbesserungen von **Poggendorff**[1]) in Fig. 134 dargestellt ist. Die Construction dieser Boussole, die Aufhängung der Magnetnadel in derselben u. s. f. entspricht völlig der in §. 178 gegebenen Beschreibung der Tangentenboussole. Nur ist das Statif, welches die Boussole und die Drathwindungen trägt, um seine Axe drehbar, und der Drehungswinkel desselben kann vermittelst eines mit Nonius versehenen am Statif befestigten Zeigers an einem getheilten Kreise abgelesen werden, der auf dem unteren, das Statif tragenden Brette befestigt ist.

Eine andere Art der Construction der Sinusboussole, welche hierbei zugleich auch als Tangentenboussole benutzt werden kann, und die sich ihrer Solidität wegen namentlich für den Transport (bei telegraphischen Zwecken) eignet, ist die der folgenden von **Siemens** und **Halske** angegebenen Sinustangentenboussole (Fig. 135 a.). Der Drathring *R* ist in eine 188

Fig. 135 a.



kreisrunde Messingplatte *P* eingesetzt, die in der den Theilkreis *T* tragenden Platte *Q* conisch eingedreht ist, und in derselben durch die Elfen-

[1]) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. L, S. 504. 1840;* Bd. LVII, S. 86. 1842.*

beinknöpfe *h* gedreht werden kann. Auf derselben Platte steht die Boussole *M* mit dem besonderen Theilkreis T^V und mit ihrer Magnetnadel *NS*, welche je nach der Anwendung des Apparates als Sinus- oder Tangentenboussole die Gestalt *NS* (Fig. 135 b. und c.) hat. Auf der Nadel sind Indices *ii* von Aluminium befestigt, welche mit derselben einen Winkel von 90° bilden. Durch Heben und Senken eines Knopfes *u* können in der Boussole zu beiden Seiten der Nadel zwei Stifte in die Höhe gehoben werden, die sie hindern, weitere Schwingungen zu machen.

Fig. 135 b.

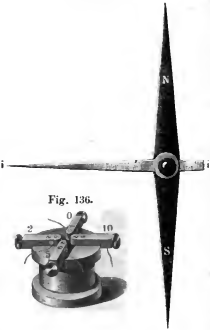


Fig. 136.

Der Drathring *R* ist mit zwei Dräthen von 1,339^{mm} und 0,25^{mm} Dicke umwunden, von denen der erstere 16 Windungen, der letztere etwa 1050 Windungen bildet. Die Enden des dickeren Drathes sind mit den Klemmen K^I und K^{IV}, die des dünneren mit den Klemmen K^{III} und K^{II} verbunden. — Eine kleine Widerstandsrolle (Fig. 136) kann zwischen den Klemmen K^{IV} und K^I in der Weise eingeschaltet werden, dass die Klemme 0 der Widerstandsrolle mit der einen jener Klemmen, z. B. K^{IV}, die Klemme 2 oder 5 der Rolle mit der anderen Klemme K^I verbunden wird. Zwischen den Klemmen 0 und 10, 5, 2 befinden sich nämlich Drathlängen, deren Widerstände sich zu denen

Fig. 135 c.

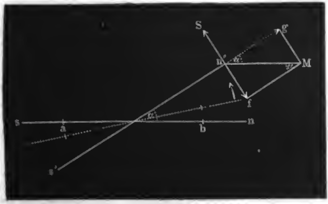


des betreffenden Drathes der Boussole wie 1 : 9, 1 : 4 und 1 : 1 verhalten. Es wird dann durch die Einschaltung der Widerstandsrolle die Intensität des Stromes in der Boussole resp. auf $^1/_{10}$, $^1/_5$, $^1/_2$ ihres Werthes im unverzweigten Schliessungskreise reducirt.

Bei der Messung der Stromintensität durch die Sinusboussole stellt man die Drathwindungen derselben erst so, dass sie in die Ebene des magnetischen Meridians fallen. Der Theilstrich des unteren Kreises, auf den der am Statif befestigte Zeiger weist, ist als der Nullpunkt der Theilung desselben zu betrachten. Man leitet nun den zu messenden Strom durch die Drathwindungen und dreht dieselben der abgelenkten Nadel nach, bis dieselbe wieder wie früher in der Ebene der Windungen schwebt und auf den Nullpunkt der Theilung der Boussole weist. 189

Bezeichnet ns (Fig. 137) die Lage der Nadel im magnetischen Meridian ohne Einwirkung des Stromes; $n_{\prime}\, s_{\prime}$ die Lage derselben, nachdem sie durch den Strom abgelenkt ist und die Windungen ihr nachgedreht sind, also mit ihrer Ebene zusammenfallen, so wirkt die ablenkende Kraft des die Windungen durchfliessenden Stroms stets in derselben Richtung gegen die Nadel, welches ihre Ablenkung α auch sein mag. Das auf die Nadel ausgeübte Drehungsmoment, welches wir durch die an dem Nordpol der Nadel wirkende, gegen ihre Axe senkrechte Componente $n_{\prime}\, S$ darstellen wollen, ist also dann stets der Stromintensität direct proportional.

Fig. 137.



Die Richtung und die Grösse der horizontalen Componente des auf den Pol n' wirkenden Erdmagnetismus sei durch $n'\, M$ bezeichnet. Ist die Nadel im Gleichgewicht, so muss die auf die Nadel $s'n'$ senkrechte Componente dieser Kraft $n'\, f$ geich $n'S$ sein. Ist nun der Ablenkungswinkel der Nadel α, so ist $n'S = n'f = n'\, M \sin \alpha$.

Es ist also die Intensität des Stromes proportional dem Sinus des Winkels, um den man die Drathwindnngen der abgelenkten Nadel der Boussole nachdrehen mnss, damit letztere sich wieder in der Ebene der ersteren befindet.

Man kann bei der Sinusboussole die eine der beiden Theilungen entbehren. Am zweckmässigsten würde man die untere Theilung fortlassen 190

können, an welcher die Drehung des Statifs mit den Windungen bestimmt wird, da man dann die Boussole stets auch als Tangentenboussole verwenden kann. Man braucht nur auf dem unteren Brett des Apparates einen verticalen Stab aufzustellen, der einen auf die Theilung unter der Nadel weisenden Zeiger trägt. Bei der Drehung der Windungen kann man vermittelst dieses Zeigers direct den Drehungswinkel auf jener Theilung ablesen. — Oder man kann auch, nachdem man die vom Strom durchflossenen Windungen so eingestellt hat, dass die Nadel in ihrer Ebene sich befindet, nur einfach jedesmal den Schliessungskreis des Stromes öffnen. Die Nadel stellt sich dann wieder in den magnetischen Meridian wie ohne Einwirkung des Stromes. Der Winkel, um den sie bei dieser Einstellung zurückgeht, ist dem Drehungswinkel der Windungen gleich.

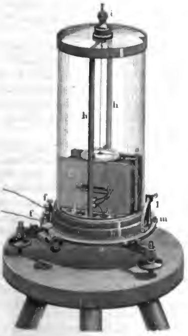
Die Sinusboussole hat den grossen Vorzug vor der Tangentenboussole, dass sie völlig unabhängig von der Grösse und Gestalt der Nadel, von der Torsion des sie tragenden Fadens und auch der Gestalt des Drathgewindes stets richtige Resultate liefert, wenn nur die Nadel nach ihrer Ablenkung gegen das ihr nachgedrehte Drathgewinde relativ dieselbe Lage einnimmt wie vor derselben. — Sie hat dagegen die Unbequemlichkeit, dass man durch sie nur Ströme bis zu einer bestimmten Intensität messen kann. Ist die Kraft, mit der der Strom die Nadel aus seiner Ebene ablenkt, gleich der horizontalen Componente des Erdmagnetismus, so werden die Windungen um 90^0 aus der Ebene des Meridians gedreht werden müssen, um die Nadel in ihre Ebene zu bringen. Bei weiterer Zunahme der Stromintensität schlägt die Nadel um. Um daher stärkere Ströme durch die Sinusboussole zu messen, muss man nur einen Theil derselben durch den Drath der Boussole leiten, indem man zwischen den zu der Boussole führenden Dräthen eine Zweigleitung anbringt, durch die vermittelt wird, dass nur ein bestimmter aliquoter Theil des Stromes die Boussole durchfliesst. Diese Unbequemlichkeit, welche leicht die Ursache von Fehlern sein kann, wenn man durch die Sinusboussole Ströme von ziemlich verschiedener Intensität misst, fällt bei den oben angegebenen Spiegelapparaten fort. Da dieselben auch nicht an den Fehlerquellen der gewöhnlichen Tangentenboussole leiden, so dürften sie wohl den Gebrauch der Sinusboussole einschränken, welche früher namentlich in den Händen von Poggendorff (vergl. die §§. 220 flgde Th. I.) höchst schätzbare und sichere Resultate geliefert hat.

191 Zur Messung der Intensität schwächerer Ströme dient das Galvanometer, bei welchem die ablenkende Wirkung des Stromes auf die Magnetnadel auf doppelte Weise verstärkt wird; einmal durch Vermehrung der Anzahl der dieselbe umgehenden Drathwindungen; dann durch Anwendung eines Systems von zweien astatischen Magnetnadeln.

Fig. 138 zeigt im Allgemeinen die Einrichtung eines solchen Instrumentes.

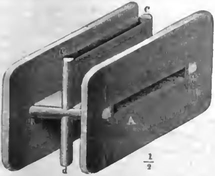
Auf einem durch Stellschrauben horizontal zu stellenden Brett oder

Fig. 138.



einer starken Messingplatte *a* dreht sich in einem conischen Zapfen eine Messingplatte *b*, auf die in der Mitte eine flache kreisrunde Büchse von Messing aufgelöthet ist. In diese Büchse kann ein kreisrundes Brett eingelegt werden, auf welchem der die Drathwindungen tragende Rahmen, der Multiplicatorrahmen *c* befestigt ist. Derselbe besteht aus zwei verticalen Brettern *A* (Fig. 139), welche durch die horizontalen Leisten *a b* unter einander verbunden sind. Seitlich sind in die Bretter *A* horizontale Einschnitte von der Höhe der Leisten *a b* eingeschnitten. Auf die letzteren sind zwei verticale Stäbchen *c d* anfgesetzt. In die Zwischenräume zwischen den Brettern *A* nnd den Stäbchen *c d* wird übersponnener Kupferdrath in mehreren oder wenigeren Windungen aufgewunden. Man bezeichnet diesen mit den Drathwindungen versehenen Rahmen mit dem Namen **Multiplicator**, welcher Namen zuweilen auch dem ganzen Galvanometer ertheilt wird. Die Anwendung dieses Multiplicators ist fast gleichzeitig von **Schweigger** und **Poggendorff** angegeben worden [1]).

Fig. 139.



Die Enden der Drathwindungen des Multiplicators sind mit Klemmschrauben *de* (Fig. 138) verbunden, welche auf die den Rahmen dessel-

[1]) **Schweigger**, Allgem. Literaturzeitung 1820. Nov. Nr. 296; Schweigg. Journ. Bd. XXXI, S. 12. 1826;* **Poggendorff**, Erman's Umrisse S. 105, Gilb. Ann. Bd. LXVII, S. 422. 1821.* Die höchst zweckmässigen, hier so wie im Folgenden zu

ben tragende Holzscheibe aufgesetzt sind. — Von diesen Klemmschrauben gehen besondere Dräthe in einigen Spiralwindungen durch den die Messingscheibe *b* tragenden conischen Zapfen zu Klemmschrauben *ff*, welche auf die Platte *a* aufgeschraubt sind. Man kann auf diese Weise leicht den Multiplicator mit einem anderen vertauschen.

Durch einen unten an dem conischen Zapfen befestigten horizontalen Hebel, oder vermittelst eines an demselben befestigten Zahnrades und einer in dasselbe eingreifenden Schraube ohne Ende *g* kann man die Messingplatte *b* im Kreise herumdrehen. Bei feineren Instrumenten trägt die Platte *a* eine Kreistheilung, die Platte *b* einen auf derselben sich verschiebenden Nonius, welche eine genaue Ablesung des Drehungswinkels gestatten.

Auf zwei diametral gegenüberstehenden Punkten der Messingplatte *b*, deren Verbindungslinie um 90° gegen die Ebene der Drathwindungen geneigt ist, sind zwei oben verbundene Messingstäbe *h* aufgesetzt, welche über dem Centrum des Rahmens eine Fassung *i* tragen, die bei feineren Apparaten durch drei seitliche Schrauben centrirt werden kann. Diese Fassung (Fig. 140) ist vertical durch ein viereckiges Loch durchbohrt, in dem sich ein vierseitiges Stäbchen verschiebt, welches oberhalb in einer Schraube endet.

Auf dieser Schraube dreht sich eine Messingkugel, die durch einen über die Schraube übergreifenden Bügel an der Fassung festgehalten wird. Dreht man die Kugel, so hebt und senkt sich das mit der Schraube verbundene vierseitige Stäbchen, ohne dabei selbst sich drehen zu kön-

Fig. 140.

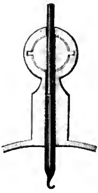
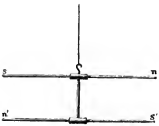


Fig. 141.



erwähnenden wesentlichen Verbesserungen der Einrichtung des Galvanometers von du Bois-Reymond, siehe dessen Untersuchungen über thierische Elektricität Bd. I, S. 162 u. folgde. 1848* u. Bd. II, S. 477 u. folgde. 1849.*

nen. Unterhalb trägt dasselbe an einem Häkchen einen einfachen Faden von roher in Seifenwasser abgekochter Seide, an welchen das astatische System der Magnetnadeln, Fig. 141, angehängt wird. Dasselbe besteht aus zwei möglichst gleichen und gleich stark magnetisirten Stahlnadeln (z. B. englischen Nähnadeln) *sn* und *s'n'*, welche einander parallel in zwei in ein Elfenbeinstäbchen gebohrte horizontale Löcher eingeschoben sind, so jedoch, dass ihre gleichnamigen Pole nach entgegengesetzten Seiten weisen. Das Elfenbeinstäbchen ist so lang, dass die eine der Nadeln gerade in dem inneren Zwischenraum der Drathwindungen des Multiplicators, die andere gerade über denselben mit dem Stäbchen frei hin- und herschwingen kann. Die obere Nadel selbst, oder besser ein mit ihr verbundener Zeiger bewegt sich auf einer auf den Multiplicatorrahmen aufgelegten Kreistheilung, deren Nullpunkt mit dem oberen Ende des Stäbchens *cd* zusammenfällt.

Auf den um 90° von dem Nullpunkt abstehenden Punkten des Multiplicatorrahmens klebt man zwei sehr feine verticale Glimmerblättchen, welche die Nadeln bei grösseren Ablenkungen am völligen Umschlagen hindern. Die seitlichen Oeffnungen des Multiplicatorrahmens, durch welche man die im Inneren derselben schwebende Nadel sehen kann, werden mit Glasplatten zugedeckt, welche in eine an dem Rahmen angebrachte Nuth eingeschoben werden. Ebenso schützt eine auf den Rand der den Rahmen tragenden Messingbüchse gesetzte Glasglocke das astatische System vor Luftzügen. Diese Glasglocke hat oben zweckmässig einen flachen Boden. — Da durch Annäherung des Körpers an den Apparat leicht in Folge der ungleichen Erwärmung desselben dennoch Luftströmungen in der Glasglocke entstehen können, die dem astatischen System eine Ablenkung ertheilen würden, kann man auf den flachen oberen Boden derselben einen ebenen Spiegel in einem Winkel von etwa 45° aufsetzen, und durch ein Fernrohr in diesem das Spiegelbild des getheilten Kreises und des auf demselben spielenden Zeigers des astatischen Systems beobachten.

Für die meisten Fälle stellt man den Multiplicator so, dass die Drathwindungen der Ebene des astatischen Systems parallel verlaufen, der mit ihnen verbundene Zeiger also auf Null steht. Man regulirt die Stellung des Instrumentes durch die Stellschrauben so, dass die Nadeln ganz frei schweben, und beobachtet beim Hindurchleiten des Stromes durch den Multiplicator vermittelst der Klemmschrauben ihre Ablenkung.

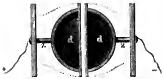
Nach dieser allgemeineren Beschreibung des Instrumentes sind einige speciellere Einrichtungen der einzelnen Theile desselben nachzutragen, wobei wir namentlich den Angaben von du Bois-Reymond zu folgen haben. 192

1. Der Multiplicator. Da das von den Drathwindungen desselben auf die Nadeln ausgeübte Drehungsmoment um so grösser ist, je näher dieselben an den Nadeln liegen, so ist der innere Raum der Windungen so klein zu wählen, als es die freie Bewegung der Nadel gestat-

tet. Eine Höhe desselben von 4 Millimeter ist daher völlig genügend. Die Länge des Raumes nimmt man auch nur wenig grösser, als die der Nadeln, etwa 40 Millimeter. — Die äusseren Flächen der Leisten *ab*, Fig. 139, rundet man allerseits ab, und formt ihren horizontalen Durchschnitt zu einem um die Drehungsaxe des Multiplicators gelegten Kreisbogen. Für viele Zwecke, namentlich wenn man die Intensität der Ströme nach den ersten Ausschlägen der Nadeln abschätzt, ist es genügend, wenn dieser Bogen etwa 40 bis 60° umfasst. Da nämlich das Drehungsmoment, welches durch einen Strom im Multiplicator auf die Nadeln ausgeübt wird, am stärksten ist, wenn dieselben den Windungen des Draths möglichst parallel liegen, so müssen die Windungen auf einen Raum concentrirt werden, der die Gleichgewichtslage der Nadeln in nicht allzu weiten Grenzen umschliesst. — Will man bei grösseren Ausschlägen der Nadeln ihre Spitzen nicht aus den Drathwindungen heraustreten lassen, so kann man, wie schon von Nervander[1]) in seiner „Tangentenboussole" geschehen ist, den Rahmen des Multiplicators ganz kreisrund formen.

Mohr[2]) wickelt die Drathwindungen hierbei parallel neben einander, entweder auf eine flache kreisrunde Dose von Holz, in der die untere Nadel des astatischen Systems schwingt, und an der auf zwei diametral gegenüberliegenden Seiten zwei Zapfen *zz* befestigt sind, auf welche Bretter aufgeleimt werden; oder auch auf die äusseren Flächen zweier hohler, getrennter Halbkugeln *d* (Fig. 142) von Holz, welche gleichfalls an Stäbchen befestigt werden, die ausserhalb Bretter tragen. Diese Halbkugeln werden über die untere Nadel des astatischen Systems geschoben und die auf sie gewundenen Dräthe mit einander verbunden. Mohr ersetzt hierbei die im Inneren der beiden Halbkugeln schwebende Nadel durch mehrere parallele Nadeln, welche sich in ihrer Länge der inneren Kugelfläche anschliessen. Hierbei werden die Windungen des Drathes verhältnissmässig näher an die Nadeln gebracht, und bei einer geringeren Drathlänge mehr Windungen um den Rahmen herumgelegt, aus denen die Nadel noch bei ihren grössten Ablenkungen nicht heraustritt.

Fig. 142.



193 Bei dem Aufwinden des Drathes auf den Multiplicatorrahmen (Fig. 139) klebt man um die Stäbchen *cd* Streifen von Postpapier, welche verhindern, dass die Drathwindungen und Fädchen ihrer Bespinnung in den zum Durchschieben der Nadeln bestimmten Schlitz eintreten. Man steckt in diesen Schlitz Messingplatten, die man nach dem Winden des Drathes wieder entfernt.

[1]) Nervander, Ann. de Chim. et de Phys. T. LV, p. 160. 1833.* — [2]) Mohr, Pogg. Ann. Bd. XCIX, S. 102. 1856.*

Man windet auf den Multiplicatorrahmen zweckmässig den Drath in zwei parallel neben einander liegenden Stücken zu Doppelwindungen auf und bezeichnet die Enden beider Stücke durch verschiedene Farben. Man kann dann den Strom zwischen beiden Windungsreihen theilen. Ein auf diese Art eingerichtetes Galvanometer bezeichnet man mit dem Namen: **Differentialgalvanometer** [1]).

Der zu den Windungen verwendete Drath muss weicher Kupferdrath sein. Silberdrath, welcher noch besser leitet, ist wohl zu kostbar. Der Drath wird mit Seide übersponnen. Ist er sehr dünn, so geschieht die Ueberspinnung nur einmal, da sonst der Seidenüberzug allzuviel Raum einnehmen würde. Der Drath wird sorgfältig gefirnisst, entweder vor dem Aufwickeln, oder nach dem Aufwickeln jeder Lage. Man wartet stets das völlige Trocknen des Firnisses vor dem Aufwinden einer neuen Lage ab, und bedient sich dazu sehr zweckmässig einer filtrirten Lösung von Copalharz in wasserfreiem Aether.

Es ist nöthig, namentlich bei dünneren Dräthen, sich während des Aufwindens zu überzeugen, dass der Drath keine Bruchstellen habe. Deshalb verbindet man das eine Ende desselben durch ein Galvanometer mit dem einen Pol einer Säule, den anderen Pol derselben mit einer feinen Nähnadel, welche man von Zeit zu Zeit durch die Umwickelung des Drathes hindurchsticht. Das Galvanometer muss dann stets einen Ausschlag geben. Zerrissene Stellen werden sorgfältig gelöthet und mit ungedrehter Seide bewickelt.

Man verbindet auch bei Umwickelung des Rahmens mit zwei Dräthen den einen Pol der Säule mit dem einen Ende des einen Drathes und bringt die Nadel auf verschiedene Stellen des anderen parallelen Drathes. Die Abwesenheit eines Ausschlages der Galvanometernadel zeigt die völlige Isolation beider Windungsreihen von einander an.

Es hat keine Schwierigkeit, zu bestimmen, ob man dickere oder dün- 191
nere Kupferdräthe in wenigen oder vielen Windungen in den gegebenen Raum des Multiplicatorrahmens einwinden soll, um bei Einschaltung des Galvanometers in einen gegebenen Schliessungskreis das Maximum der Ablenkung der Nadel zu erhalten.

Ist die elektromotorische Kraft der benutzten Säule E, ihr Widerstand und der des Schliessungskreises mit Ausnahme des Galvanometers gleich R, der Widerstand im Galvanometer, wenn der ganze Raum des Multiplicatorrahmens nur durch ein dickes breites  förmiges Kupferblech erfüllt ist, gleich r, so ist die der Intensität I des Stromes proportionale, die Nadel ablenkende Kraft:

$$k = \frac{E}{R + r}.$$

Wird dieses Blech zu einem Drathe ausgezogen, der sich in n Win-

[1]) Dasselbe ist zuerst von Becquerel angewandt worden. Ann. de Chim. et de Phys. T. XXXII, p. 422. 1826.*

dungen auf den Multiplicatorrahmen windet, so ist dessen Widerstand, da er nicht nur n mal so lang ist, sondern auch einen n mal geringeren Querschnitt hat, als jenes Blech gleich $n^2 R$. Die die Nadel ablenkende Kraft k_1 wird aber bei gleicher Stromintensität auch die n fache geworden sein, wenn wir annehmen, dass die mittlere Wirkung jeder Windung der des Kupferbleches gleich ist. Es ist dann:

$$k_1 = \frac{n E}{n^2 R + r}.$$

Dieser Ausdruck wird ein Maximum, wenn

$$n^2 R = r,$$

also der Widerstand des Multiplicatordrathes gleich dem der übrigen Schliessung ist.

Hat man daher die Intensität von Strömen zu messen, deren Schliessungskreis sonst nur einen geringen Widerstand darbietet, z. B. von Thermoströmen, so wird man einen Multiplicator verwenden, der nur aus wenigen Windungen von dickem Drath oder nur aus einem dicken ◡förmigen Kupferblech besteht. Hat man die Intensität von Strömen zu messen, deren Schliessungskreis einen sehr grossen Widerstand in sich schliesst, z. B. von Strömen, welche längere Flüssigkeitsschichten oder den Thierkörper durchlaufen, so wendet man Multiplicatoren mit langem dünnem Drath an. Deshalb hat du **Bois-Reymond** bei seinen Versuchen über die Nervenströme einen Multiplicator benutzt, der aus 24160 Windungen von übersponnenem Kupferdrath von 0,13 — $0{,}15^{mm}$ Durchmesser und 5106^{m} Länge bestand, und neuerdings legt man sogar noch mehr Windungen um den Multiplicatorrahmen.

Bedient man sich eines Differentialgalvanometers, so wird man unter verschiedenen Umständen die beiden Windungsreihen desselben neben oder hinter einander verbinden.

In vielen Fällen, namentlich bei der Messung von Strömen, welche durch elektrolysirbare Flüssigkeiten fliessen, bei denen an den Elektroden eine Polarisation auftreten kann, ist die Anwendung langer Multiplicatoren besonders von **Fechner**[1]) empfohlen, da wegen des grossen Widerstandes derselben die Stromintensität, also auch die Polarisation nur gering ist, und so die Wirkungsabnahme der Kette langsamer erfolgt. — Da man bei solchen Multiplicatoren den Widerstand der übrigen Schliessung meist gegen den des Drathes des Multiplicators vernachlässigen kann, so kann man bei Einschaltung verschiedener Elemente in den Schliessungskreis ihre elektromotorischen Kräfte den aus den Ablenkungen der Galvanometernadel berechneten Stromintensitäten direct proportional setzen.

Auf diese Weise hat **Buff** einen Multiplicator von 18848 Windungen in 154 Lagen über einander aus einem Kupferdrath von $0{,}186^{mm}$ Dicke auf einen cylindrischen Rahmen von Kupfer von 60^{mm} Länge und 25^{mm}

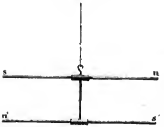
---

1) Fechner, Pogg. Ann. Bd. XLV, S. 232. 1838.*

innerem Durchmesser gewunden und in denselben eine Nadel von nur 5^{mm} Länge, $2,5^{mm}$ Breite und Höhe hineingehängt. Bei diesem Apparat sind dann die Stromintensitäten den Tangenten der Ablenkungen der Nadel nahezu proportional, so dass er als Tangentenboussole benutzt werden kann. [1])

Das System astatischer Nadeln (Fig. 143). Ein System von 195
zwei parallelen und einander entgegengerichteten Magnetnadeln wird durch die horizontale Componente des Erdmagnetismus nur mit einer Kraft gerichtet, welche der Differenz der magnetischen Momente beider Nadeln entspricht. Jeder Einfluss, welcher die eine oder andere der beiden verbundenen Nadeln ablenken würde, bewirkt daher eine Ablenkung, welche in demselben Verhältnisse zunimmt, als diese Kraft abnimmt. In dem astatischen System, welches für das Galvanometer verwendet wird, schwebt die obere Nadel über, die untere unter der oberen Hälfte und über der unteren Hälfte der Drathwindungen. Die Drehungsmomente, welche von dem diese letzteren durchfliessenden Strom auf beide Nadeln ausgeübt werden, addiren sich so, während die Wirkungen des Erdmagnetismus sich subtrahiren. Je mehr das magnetische Moment beider Nadeln des astatischen Systems dasselbe ist, desto geringer wird die Richtkraft der Erde auf dasselbe. — Man muss deshalb bei recht empfindlichen Galvanometern die Nadeln möglichst gleich wählen. Man nimmt zwei gleiche englische Nähnadeln, oder nach du Bois-Reymond zwei neben einander liegende Stücke eines Stahldrathes, den man in einem Bügel ausgespannt, geglüht und gehärtet hat. Diese beiden Stücke werden in siedendem Leinöl angelassen. Die Länge dieser Nadeln könnte etwa $30-40^{mm}$, ihre Dicke nicht ganz 1^{mm} betragen. Man setzt sie einander möglichst parallel in das Verbindungsstück von Schildpatt oder Elfenbein ein. Dasselbe wird recht leicht genommen, damit sein Trägheitsmoment klein ist, und ein momentaner Strom, der den Multiplicator durchläuft, das System recht weit ablenkt. Die verbundenen Nadeln werden zwischen zwei Brettchen eingeklemmt, und dann gleichzeitig an den beiden Polen eines hufeisenförmigen Magnetes oder Elektromagnetes bis zur Sättigung gestrichen. Man sucht dabei die obere Nadel etwas stärker zu magnetisiren. Man entzieht nun dieser stärkeren Nadel durch entgegengesetztes Streichen mit einem sehr schwachen Magnet (Nordpol mit Nordpol), einen Theil ihres Magnetismus, bis die Schwingungsdauer des Systems möglichst gross ist (etwa 30 Secunden oder mehr).

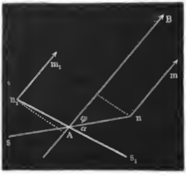
Fig. 143.



[1]) Buff, Ann. d. Chem. u. Pharm. Bd. LXXXVI, S. 1. 1853.

196 Wären die magnetischen Axen der beiden Nadeln einander vollkommen parallel, so würden sie bei dem geringsten Ueberwiegen des magnetischen Moments der einen sich stets in der Ebene des Meridians einstellen, bei völliger Gleichheit des magnetischen Moments aber in jeder Lage im Gleichgewicht sein, wenn nicht in den Nadeln stets durch die Einwirkung des Erdmagnetismus in ihren mehr oder weniger nach Nord gekehrten Enden nördlicher, in ihren entgegengesetzten Enden südlicher Magnetismus temporär erzeugt würde, und daher dieselben stets sich mit ihrer Ebene in die Ebene des magnetischen Meridians einstellten. Nur wenn ihre Ebene auf der des Meridians vertical wäre, wären sie in labilem Gleichgewicht. Da jene Bedingungen indess nie zu erreichen sind, so nimmt das astatische System mit wachsender Gleichheit der Nadeln eine gegen den Meridian um einen bestimmten Winkel geneigte Stellung ein. Man nennt diese Ablenkung die **freiwillige Ablenkung des astatischen Systems.** [1])

Fig. 144.



Sind ns und $n_1 s_1$ (Fig. 144) die astatischen Nadeln, die mit einander den Winkel $n A s_1 = \alpha$ machen, stellen m und m_1 die Kräfte dar, womit z. B. ihre Nordpole in paralleler Richtung durch den Erdmagnetismus gezogen werden, ist φ der Winkel, den die eine der Nadeln ns in der Ruhelage des astatischen Systems mit dem magnetischen Meridian AB macht, so muss in dieser Lage die Bedingung erfüllt sein:

$$m \cdot an \sin\varphi = m_1 \cdot an_1 \sin\,[180 - (\varphi + \alpha)],$$

d. i.

$$ctg\,\varphi = \frac{m - m_1 \cos\alpha}{m_1 \sin\alpha}.$$

Sind die Momente der Nadeln $m = m_1$, so ist:

$$ctg\,\varphi = \frac{1 - \cos\alpha}{\sin\alpha} = tg\,\frac{\alpha}{2}.$$

Je kleiner der Winkel α wird, desto grösser wird die Abweichung φ aus dem Meridian. Für $\alpha = 0$ geht indess der Werth von $ctg\,\varphi$ in $\frac{0}{0}$ über, und dann sollte das astatische System in jeder Lage in Ruhe sein (s. o. [2]).

Die Nadeln des astatischen Systems müssen einen solchen Abstand von einander haben, dass beim Einhängen derselben in das Multiplicatorgewinde die untere möglichst genau in seiner Mitte, die obere möglichst dicht über demselben schwebt.

---

[1]) **Nobili**, Ann. de Chim. et de Phys. T. XLIII, p. 148. 1830;* Pogg. Ann. Bd. XX, S. 216* Vergl. auch du **Bois-Reymond**, Pogg. Ann. Bd. CXII, S. 1. 1861.* — [2]) **Moser**, Repert. Bd. I, S. 259. 1837.*

Hängt man ein astatisches System mit geringer Richtkraft in den Multiplicatorrahmen ein, so dass die mittlere Längsrichtung der Nadeln den Windungen parallel ist, so bewahrt es dennoch meist nicht diese Ruhelage, sondern weicht nach rechts oder links um eine bestimmte Anzahl Grade ab, je nachdem es durch irgend eine ablenkende Kraft einmal auf diese oder jene Seite geführt worden ist [1]). 197

Der Grund liegt in dem Magnetismus des zum Multiplicator verwendeten Kupferdrathes, welcher durch geringe Beimengungen von Eisen gesteigert wird. In Folge dieses Magnetismus wird sich das astatische System stets so zu stellen suchen, dass es der Resultante der magnetischen Anziehungen durch den Multiplicator und den Erdmagnetismus folgt. — Hätte es daher gar keine Richtkraft in Folge des letzteren, so besässe es in der den Windungen des Multiplicators parallelen Nulllage und in der auf dieser Lage senkrechten Stellung labile Gleichgewichtslagen, dagegen stabile Gleichgewichtslagen, wenn seine Nadeln etwa in der Richtung der Diagonalen des Multiplicatorrahmens liegen. Es hat keine Schwierigkeit, die Grösse dieser ablenkenden Kraft der Drathmassen bei verschiedenen Stellungen eines astatischen Systemes zu bestimmen, welches durch die erdmagnetische Richtkraft in einer bestimmten Ebene festgehalten wird.

Hängt man das System in das Multiplicatorgewinde hinein, so dass seine Ebene der Ebene der Windungen parallel ist, und wird es um den Winkel $\pm \alpha$ nach rechts oder links abgelenkt, so hält in dieser Lage das von der Anziehung der Windungen herrührende Drehungsmoment d_α dem vom Erdmagnetismus auf das System ausgeübten Drehungsmoment das Gleichgewicht. Dieses Drehungsmoment ist aber gleich *const. sin.* α. — Dreht man nun den Multiplicatorrahmen herum, so wird auch das astatische System mehr oder weniger seine Stellung ändern. Bildet es jetzt mit der Ebene der Windungen den Winkel β, mit der Ebene seiner ursprünglichen Ruhelage ohne den Einfluss des Multiplicators den Winkel φ, so ist wiederum das von den Windungen ausgeübte Drehungsmoment $d_\beta =$ *const. sin.* φ. Auf diese Weise lässt sich das von dem magnetischen Einfluss der Windungen herrührende Drehungsmoment d bei jeder Neigung der Ebene des astatischen Systems gegen die Ebene der Windungen bestimmen. Dasselbe wird von Null an zunehmen bis zu einem Maximum, und von da an wieder abnehmen, wenn das System aus der der Windungsebene parallelen Stellung allmälig in die (diagonale) Stellung übergeht, in welcher es sich in Folge des Magnetismus der Windungen einstellen würde, wenn es für sich keine Richtkraft besässe. Bei weiteren Ablenkungen des Systems wird das Drehungsmoment d negativ werden und bis zu der gegen die Ebene der Windungen senkrechten Stellung des astatischen Systems erst wachsen und dann wieder bis zu Null abnehmen, um darauf im entgegengesetzten Sinn wieder zuzunehmen. — Man kann die Grösse dieses Drehungsmomentes in einer Curve darstellen, welche von du Bois-

[1]) Nobili, Mém. Vol. I, p. 102.

Reymond (l. c. Bd. I, S. 179) mit dem Namen der „störenden Curve“ bezeichnet wird, in der als Abscissen die Ablenkungen des Systems aus der Ebene der Windungen, als Ordinaten die Drehungsmomente d verzeichnet sind. Bei jeder Ablenkung der astatischen Nadeln durch einen Strom sind diese Drehungsmomente von den aus der Ablenkung der Nadel berechneten zu subtrahiren, um die wirkliche Grösse der ablenkenden Kräfte des Stromes zu erhalten.

198 Man hat auf verschiedene Weise versucht, diese Ablenkungen der astatischen Systeme durch die Drathmassen zu eliminiren; so zunächst durch Anwendung von eisenfreiem aus galvanoplastischem Kupfer [1]) gezogenem Kupferdrath oder von Silberdrath. Ersteres ist indess wegen seiner Sprödigkeit schwer zu dünnen Dräthen auszuziehen, letzterer auch oft eisenhaltig und zu kostbar. Man hat sodann zwischen die Windungen an beiden Enden des Schlitzes Kupferstücke eingelegt, oder auch die Stäbchen cd (Fig. 139) des Multiplicatorrahmens aus Kupfer hergestellt, oder die Windungen des Drathes an diesen Stellen völlig an einander gewickelt oder auch dieselben oberhalb ganz zugewickelt, und die beiden Nadeln durch einen seitlichen Bügel verbunden. Man erreicht hierdurch häufig seinen Zweck; es kann indess hierdurch auch bei einer besonderen Vertheilung der Kupfermassen zu den oben erwähnten stabilen (diagonalen) Gleichgewichtslagen der Nadel noch eine dritte der Nulllage entsprechende stabile (welche früher eine labile war) hinzutreten, und demnach das System in verschiedenen Stellungen zwischen diesen Lagen nach der einen oder anderen derselben hingeführt werden [2]).

Eine andere Art von Compensation ist von Péclet (l. c.) angegeben worden. Er befestigt über dem astatischen System an dem dasselbe tragenden Stabe in gleicher Ebene eine dritte Magnetnadel, welche sich an einem kleinen getheilten Kreise um eine horizontale Axe drehen lässt. Je nachdem nun die Pole der Nadel denen der oberen oder unteren Nadel des Systems gleichgerichtet sind, wird die magnetische Einstellung der einen oder anderen verstärkt. Durch Neigen der Nadel gegen den Horizont kann man diese Verstärkung beliebig reguliren.

Durch diese Vorrichtung wird indess das astatische System sehr schwer und erhält ein bedeutendes Trägheitsmoment. Auch ist dieselbe zu complicirt. Sie hat daher keine allgemeinere Anwendung gefunden.

Zweckmässiger erreicht man die Compensation der besprochenen Einwirkungen der Drathmassen durch Annäherung von Magneten. Man stellt nach Melloni [3]) in der der Nulllage des Systems entsprechenden Ebene einen Magnetstab von 200^{mm} Länge und 5^{mm} Durchmesser auf einem Statif so auf, dass die gegen den Horizont um 45° geneigte Axe des Sta-

---

[1]) Schellbach, s. du Bois-Reymond l. c. Bd. I, S. 186 * — [2]) Péclet, Ann. de Chim. et de Phys. (3) T. II, p. 104. 1841;* Pogg. Ann. Bd. LVI, S. 339. Anm.* — [3]) Melloni, Arch. de l'El. T. I, p. 662. 1841.*

bes bei ihrer Verlängerung den Pol der nächsten Nadel des Systems schneiden würde. Durch Heben, Senken, Nähern und Entfernen und verschiedenes Neigen des Stabes kann man die Nadeln gerade auf den Nullpunkt zurückführen, ohne sie mit einer grösseren Kraft, als unbedingt nöthig, auf demselben festzuhalten. Bei dieser Art der Compensation verlangsamt sich die Schwingungszeit der Nadeln bei kleineren Elongationen sehr bedeutend im Verhältniss zu der Schwingungsdauer der Nadeln für sich ausserhalb des Multiplicators, so dass sie bis zu einer Minute anwachsen kann. Innerhalb dieser Elongationen ist dann die Ablenkung derselben durch einen den Multiplicator durchfliessenden Strom sehr bedeutend. Bei weiteren Ablenkungen vermindert sich dagegen die Schwingungsdauer und Empfindlichkeit des astatischen Systems. Bei geringen Ablenkungen und recht guter Compensation führt nämlich der vereinte Zug des Erdmagnetismus und des compensirenden Magnets auf die stärkere magnetische Nadel das Nadelpaar fast genau mit derselben Kraft in die Nulllage zurück, mit welcher dasselbe durch den Magnetismus der Windungen in die diagonale Lage abgelenkt wird; beide Kräfte subtrahiren sich und heben einander fast auf, so dass auf das Nadelpaar fast gar keine Richtkraft wirkt. Bei weiterer Annäherung an die diagonale Lage überwiegt meist schon die Wirkung der von aussen wirkenden Kräfte; und sobald die Ablenkungen über jene diagonale Lage hinausgehen, addirt sich sogar der Zug des Erdmagnetismus und des Magnets zu dem des Magnetismus der Windungen, um die Nadeln in dieselbe zurückzuführen. Die Compensation gestattet daher nur innerhalb enger Grenzen eine grosse Empfindlichkeit des astatischen Systems. Das astatische System hat ausserhalb dieser Grenzen der Ablenkungen eine stärkere Richtkraft, als für sich allein.

Eine andere Art der Compensation ist von Ruhmkorff[1]) ausgeführt. Oben auf die Fassung, an welche der das Nadelpaar tragende Coconfaden geknüpft ist, werden zwei in einer verticalen Ebene befindliche lineare Magnetstäbe gesetzt, welche mit ihren oberen ungleichnamigen Polen einander berühren, mit ihren unteren Polen vermittelst eines Charniers etwa wie die Schenkel eines Zirkels um einen an einem Gradbogen messbaren Winkel von einander entfernt werden können. Durch richtiges Einstellen der Magnete kann die Compensation hergestellt werden. Zweckmässig ist es, wenn man Messungen mit dem Galvanometer anstellen und dasselbe graduiren (s. unten) oder als Sinusboussole benutzen will, dass die Magnete mit dem Multiplicatorrahmen so verbunden sind, dass sie seinen Drehungen folgen; dann bleibt stets die Compensation in gleicher Weise bestehen. Diese Compensation ist schwerer ebenso vollständig zu erreichen, als die von Melloni angegebene, und leidet an denselben Mängeln.

Eine fernere sehr zweckmässige Compensation ist von E. du Bois-

[1]) Ruhmkorff s. Matteucci, traité des phénomènes électrophysiologiques, p. 25. 1844.*

Reymond[1]) angegeben. — Man befestigt an dem Nullpunkt der Theilung des Multiplicators die etwa 0,5^{mm} lange Spitze einer recht harten, stark magnetisirten Perlnadel in der Weise, dass ihr Zug gerade die Ablenkung des Nadelpaares durch den Magnetismus der Windungen aufhebt. In der Fig. 138 ausgeführten Zeichnung des Galvanometers ist *o* ein die magnetische Stahlspitze tragender Arm von Messing, der durch die ausserhalb der Glasglocke *t* angebrachten Schrauben *l* und *m* nach rechts und links und vor und zurück geschraubt werden kann. In Folge ihrer geringen Dimensionen wirkt diese kleine magnetische Spitze nicht innerhalb weiterer Entfernungen auf die Nadeln, so dass ihre Oscillationen bei weiterer Elongation durch dieselbe nicht wesentlich beschleunigt werden, wie bei den oben beschriebenen Compensationen, bei denen der compensirende Magnet auf die Nadeln auch bei weiteren Ablenkungen noch stark einwirkt. Dagegen ist in der nächsten Nähe des Nullpunktes das astatische System verhältnissmässig etwas weniger empfindlich.

Bei den zuerst erwähnten Methoden lässt sich auch eine Ungleichheit der Nadeln selbst bei bedeutenden Ablenkungen durch den compensirenden Magnet ausgleichen; das System braucht daher für sich nicht sehr astatisch zn sein, wenn es nur durch den Magnetismus der Windungen noch aus der Nulllage abgelenkt wird. Bei der Methode von du Bois muss dasselbe indess für sich sehr astatisch sein, da bei etwas weiteren Elongationen die Astasie nicht mehr durch die Wirkung des kleineren Magnets hergestellt werden kann.

Weniger zweckmässig ist die früher von Schröder[2]) und Melloni (l. c.) empfohlene Anwendnng weicher Eisenstäbchen zur Compensation.

Bei längerem Gebrauche, namentlich wenn man etwas stärkere Ströme durch den Multiplicator eines Galvanometers geleitet hat, ändert sich häufig die Gleichgewichtslage des Nadelpaares, indem sich der Magnetismus der Nadeln ändert. Durch Verschiebung der compensirenden Magnete kann man die Nadeln stets wieder auf den Nullpunkt zurückführen.

Will man indess vergleichbare messende Versuche anstellen, so muss man auf diese Aenderung der Richtkraft des astatischen Systems besondere Rücksicht nehmen. Ueberhaupt dürfte das Galvanometer doch wohl nur in wenigen Fällen noch zur wirklichen Messung, als vielmehr zur Schätzung der Intensität von Strömen verwendet werden, da die Spiegelapparate von den vielen Unbequemlichkeiten und Veränderungen frei sind, denen dasselbe unterworfen ist. Vielmehr dient das Galvanometer hauptsächlich zur Erkennung der Anwesenheit und Richtung von schwachen Strömen und in seiner Construction als Differentialgalvanometer zur Bestimmung von Widerständen.

---

[1]) Du Bois-Reymond l. c. Bd. II, S. 491.* — [2]) Schröder, Pogg. Ann. Bd. LIV, S. 60. 1841.*

Will man die Ablenkungen des astatischen Systemes eines Galvanometers oder des Magnetes einer Boussole einer grösseren Versammlung anschaulich machen, so kann man die Apparate so construiren, dass die Axe der Magnetnadeln in horizontaler Lage in zwei Lagern ruht. Man kann sie also z. B. in zwei Spitzen enden lassen, welche in Achathütchen eingelegt sind. Die Ruhelage der Nadel kann dann durch Anbringung eines kleinen Uebergewichtes vertical hergestellt werden. — Für feinere galvanometrische Versuche mit Strömen von geringer Intensität ist indess diese Methode wegen der stets dabei auftretenden Reibung nicht anwendbar. In diesem Fall kann man nach der Angabe von du Bois-Reymond [1]) an den Nadeln einen kleinen leichten Spiegel befestigen, den man z. B. aus einem versilberten oder einerseits verquickten mikroskopischen Deckglase herstellt, und auf denselben durch einen Heliostat die Strahlen der Sonne oder die Lichtstrahlen einer elektrischen Lampe, welche wegen der etwaigen Einwirkung des sie durchfliessenden Stromes auf die Nadel in hinlänglicher Entfernung vom Galvanometer aufgestellt ist (s. d. technischen Theil), vermittelst einer Linse lenken. Dem von dem Spiegel reflectirten Strahlenbündel wird ein weisser Papierschirm entgegengestellt, auf welchem das von dem Strahlenbündel gezeichnete helle Bild bei einer Ablenkung der Magnetnadel hin und her wandert. 199

In vielen Fällen ist es wichtig, den Widerstand der Multiplicatorwindungen eines Galvanometers zu kennen. Zu dieser Bestimmung kann man sich der in §. 81 u. folg. Theil I. beschriebenen Methoden bedienen, indem man den Multiplicator wie jeden anderen Leiter behandelt, und die Intensitäten der Ströme an einem besonderen zweiten Galvanometer oder an einer Tangentenboussole abliest. 200

Man kann auch den constanten Strom eines Thermoelementes bei zwei verschiedenen Temperaturdifferenzen seiner Löthstellen durch das Galvanometer leiten und jedesmal durch Einschalten von zwei Dräthen vom Widerstand w_1 und w_2 sowie w_3 und w_4 die Ablenkungen seiner Nadel auf bestimmte Werthe bringen, welche den Intensitäten I_1 und I_2 entsprechen.[2])

Ist der Widerstand des Thermoelementes zu vernachlässigen, sind die elektromotorischen Kräfte desselben bei der ungleichen Erwärmung der Löthstellen E_1 und E_2, ist der Widerstand des Galvanometers g, so hat man die vier Gleichungen

$$I_1 = \frac{E_1}{g + w_1} = \frac{E_2}{g + w_3} \cdot I_2 = \frac{E_1}{g + w_2} = \frac{E_2}{g + w_4}$$

aus denen sich ergiebt

$$g = \frac{w_2 w_3 - w_1 w_4}{(w_1 + w_4) - (w_2 + w_3)}.$$

[1]) Helmholtz und du Bois-Reymond, Pogg. Ann. Bd. XCV. S. 607. 1855.* — [2]) Henrici, Pogg. Ann. Bd. LXIII, S. 344. 1844.*

Man kann auch den Strom einer Säule *s*, Fig. 145, zwischen einem Drath *a* und einem Zweige theilen, der das Galvanometer *G* und den Rheostaten *Z* enthält.

Man bringt durch Einstellen des Rheostaten auf zwei Stellungen r und $r_{\prime}$ die Ablenkung der Nadel des Galvanometers auf zwei bestimmte Werthe, die den Intensitäten I und I_1 des dasselbe durchfliessenden Stromtheiles entsprechen. Ist dann

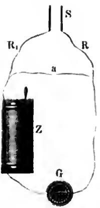
die elektromotorische Kraft der Säule	E
der Widerstand des Galvanometers	g
der Widerstand des Drathes a.	a
der Widerstand des unverzweigten Theiles der Schliessung	R

so ist

$$I = \frac{E}{R + \frac{a(r+g)}{a+r+g}} \cdot \frac{a}{a+r+g}$$

$$I_{\prime} = \frac{E}{R + \frac{a(r_1+g)}{a+r_1+g}} \cdot \frac{a}{a+r_1+g}.$$

Fig. 145.



Ersetzt man den Drath a durch einen Drath vom Widerstand b, so müssen die Rheostatenlängen r und r_1 in ϱ und ϱ_1 umgeändert werden, um wiederum die den Intensitäten I und I_1 entsprechenden Ausschläge des Galvanometers zu erhalten. Man bekommt dann zwei Gleichungen für I und I_1, die von den oben angeführten sich nur dadurch unterscheiden, dass a durch b, r und r_1 durch ϱ und ϱ_1 ersetzt sind. Durch Elimination von a, b, E und R aus den vier Gleichungen erhält man

$$g = \frac{r\varrho_1 - \varrho r_1}{(\varrho - \varrho_1) + (r - r_1)}$$ [1].

201 Die erste Anwendung des Galvanometers ist die, sich von der Anwesenheit schwacher galvanischer Ströme zu überzeugen und die Richtung derselben zu bestimmen. Am bequemsten geschieht das Letztere, indem man den Sinn der Ablenkung des astatischen Systems bestimmt, wenn man mit den zum Multiplicator führenden Leitungsdräthen eine Kupfer- und eine Zinkplatte verbindet, und beide gleichzeitig in reines oder schwach saures Wasser taucht. Beim Hindurchleiten von beliebigen galvanischen Strömen durch den Multiplicator kann man aus den beob-

[1]) Svanberg, Jahresbericht. 1847. S. 361.*

achteten Ablenkungen stets nach Vergleich mit der bei diesem Versuch erhaltenen Ablenkung die Richtung der Ströme bestimmen.

Zuweilen hat man zu untersuchen, ob in einer Reihe von Strömen, die durch das Galvanometer geleitet werden, solche sind, welche vielleicht eine entgegengesetzte Richtung haben als die Mehrzahl der anderen, oder ob auf einen Strom von einer bestimmten normalen Richtung plötzlich ein Strom von der entgegengesetzten Richtung folgt. Zu diesem Zwecke dient die von Faraday zuerst angegebene einseitige Hemmung der Nadel [1]). Man befestigt neben den beiden Enden derselben auf dem Multiplicatorrahmen auf der Seite, nach der die Nadel durch die normalen Ströme abgelenkt werden würde, zwei feine Stiftchen, die sie hindern, dahin aus ihrer Gleichgewichtslage zu weichen. Wenn dann nach starken normalen Strömen ganz schwache entgegengesetzt gerichtete folgen, so weicht die Nadel nach der freigelassenen Seite aus. Man muss sich indess vorher überzeugen, ob nicht die Nadel bei Unterbrechung des normalen Stromes auch schon für sich eine entgegengesetzte Ablenkung zeigt, welche durch die Elasticität der Stiftchen und der Nadel bedingt sein kann.

Eine zweite, indess beschränktere Anwendung des Galvanometers ist die zur Bestimmung der Intensität schwacher Ströme. Diese Bestimmung kann in doppelter Weise geschehen. Die erste Methode ist die, dass man die Drathwindungen des Galvanometers senkrecht gegen die Magnetnadel stellt und die Zahl der Schwingungen der letzteren bestimmt, ehe der zu messende Strom durch die Windungen geleitet wird, und wiederum bestimmt, während der Strom durch dieselben geleitet wird. Man leitet den Strom hierbei in der Richtung durch die Windungen, dass die Schwingungszahl vermehrt, die Kraft, durch welche die Nadel schwingt, also vergrössert wird [2]). 202

Bezeichnet man die horizontale Intensität des Erdmagnetismus mit . . . . M
das magnetische Moment der Nadel mit . . . . . . m
die Intensität des um sie herumgeleiteten Stromes mit . I
die Zahlen ihrer Schwingungen ohne und mit der Einwirkung des Stromes mit . . . . Z und Z_1

so hat man

$$Z = \sqrt{a\,m\,M}; \quad Z_1 = \sqrt{a\,m\,(M + b\,I)},$$

wo a und b Constante sind. Hieraus folgt

$$I = const.\ (Z_1^2 - Z^2).$$

Nach dieser Formel kann man jedesmal die relativen Intensitäten verschieden starker, durch die Multiplicatorwindungen eines Galvanometers

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. IX. §. 1087.* — [2]) Fechner, Maassbestimmungen S. 8; Lehrbuch S. 150.*

geleiteter Ströme bestimmen. — Es tritt hierbei indess eine Fehlerquelle ein. Indem nämlich die Axe der Magnetnadel parallel der Axe der Drathwindungen liegt, wird in ihr während des Durchganges des Stromes durch dieselben eine bestimmte Quantität von temporärem Magnetismus erregt, durch welche sie sowohl in Folge der erdmagnetischen Anziehung, als auch in Folge des auf sie wirkenden Stromes in den Windungen des Multiplicators schneller schwingt, als ohne diese Erregung. Meist ist diese Einwirkung beim Durchleiten schwächerer Ströme durch die Multiplicatorwindungen zu vernachlässigen, vollständig aber nicht, namentlich bei Messung stärkerer Ströme. Als z. B. Fechner [1]) durch zwei Multiplicatoren hinter einander denselben Strom leitete, von denen der eine wenige Drathwindungen und in diesen eine astatische Nadel, der andere 66 mal mehr Windungen und eine einfache Nadel besass, so schienen die durch die Schwingungszahlen der Nadeln gemessenen Intensitäten bei dem letzteren Apparat schneller zuzunehmen, als bei dem ersteren, da bei der vielfachen Windungszahl des Multiplicators in jenem eine viel stärkere temporäre Magnetisirung der Nadel bewirkt wurde. — Innerhalb der Grenzen der Beobachtungen war diese temporäre Magnetisirung der Stromintensität ziemlich proportional. In diesem Falle würde in die Formel noch ein Glied einzuführen sein, welches I^2 enthielte.

203 Diese temporäre Magnetisirung der Nadeln fällt ganz fort, wenn man ihre Ebene parallel der Ebene der Drathwindungen macht und nach dem Hindurchleiten des Stromes durch dieselben durch Drehen des die Nadeln tragenden Fadens dieselben in ihre frühere Ruhelage zurückführt. Dies geschieht, indem man den Halter, an welchem der Faden befestigt ist, um seine Axe dreht. Liest man vermittelst eines an demselben befestigten Index an einer Kreistheilung den Drehungswinkel ab, so ist die Intensität des Stromes diesem Winkel direct proportional. Auf diese Weise hat z. B. Ohm (Theil I, §. 57) seine Intensitätsbestimmungen gemacht. Indess dürfte man neuerdings diese Methode nur selten anwenden.

204 Zweckmässiger bestimmt man den Winkel, um welchen das astatische System aus seiner Ruhelage abgelenkt wird, in welcher letzteren die Windungen des Multiplicatordrathes seiner Ebene parallel sind.

In diesem Falle darf man den Winkel auch nicht zu gross werden lassen, da dann wiederum eine temporäre Magnetisirung der Nadeln hervortreten könnte [2]).

Innerhalb der ersten 10 bis 20 Grade kann man die Tangenten der Ablenkungen des astatischen Systems der Intensität der ablenkenden Ströme direct proportional setzen.

[1]) Fechner, Pogg. Ann. Bd. LV, S. 189. 1842.* — [2]) Vergl. Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. XLV, S. 385. 1838.*

Ueber weitere Grenzen hinaus gilt aber das Tangentengesetz durchaus nicht, wie bei der Tangentenboussole, da die Windungen den Nadeln viel zu nahe liegen. Man muss dann zu genaueren Messungen das Galvanometer gerade wie die Sinusboussole verwenden, oder dasselbe graduiren. — Es hat hierbei keinen Einfluss, wenn das astatische System nicht in der Ebene des magnetischen Meridians schwebt, da man sich dasselbe stets durch einen kleinen, den grösseren Neigungswinkel der magnetischen Axen der verbundenen Nadeln in irgend einem Winkel theilenden und in der Ebene des Meridians befindlichen Magnet ersetzt denken kann, welcher aus seiner Ruhelage durch den Strom um ebenso viel Grade abgelenkt wird, wie das astatische System selbst.

Wird das Galvanometer als Sinusboussole verwendet, d. h. wird der 205
Multiplicator beim Hindurchleiten des Stromes dem Nadelpaare nachgedreht, bis seine Windungen dem letzteren parallel stehen, so kann man die Zunahme der Empfindlichkeit des Instrumentes mit wachsender Astasie des Nadelpaares folgendermaassen bestimmen: Die Drehungsmomente, welche ein Strom von der Intensität Eins in den Multiplicatorwindungen auf beide Nadeln, deren Momente m und m_1 seien, ausübt, wenn sie den Windungen parallel stehen, seien Am und Bm_1. Ist die Intensität des Stromes I und sind die Windungen um den Winkel α gedreht, wenn sie dem abgelenkten Nadelpaare wieder parallel sind, so ist

$$(Am + Bm_1)\, I = (m - m_1)\, T \,.\, \sin \alpha.$$

Ist m und m_1 wenig von einander verschieden, so kann man $Am + Bm_1 = Cm$ setzen. Ist dann das Trägheitsmoment des astatischen Systems K, so ist die Schwingungsdauer desselben gegeben durch die Formel

$$t = \pi \sqrt{\frac{K}{(m - m_1)\, T}},$$

also

$$\sin \alpha = \frac{C I m t^2}{K \pi^2}.$$

Unter sonst gleichen Verhältnissen nimmt also der Sinus des Ablenkungswinkels mit dem Quadrat der Schwingungsdauer des astatischen Systems zu [1]).

Soll das Galvanometer als Tangentenboussole benutzt werden, d. i. bei 206
feststehenden Windungen die Intensität des Stromes aus der Ablenkung des astatischen Nadelpaares bestimmt werden, so muss man das Instrument graduiren. Diese Graduirung kann auf verschiedene Weise vorgenommen werden.

Einmal kann man nach Becquerel [2]) mit dem Multiplicator dessel-

[1]) Buff, Ann. der Chem. u. Pharm. Bd. XC, S. 1. 1854.* — [2]) Becquerel, Traité T. II, p. 24. 1834.*

ben eine Thermosäule, z. B. nach Art der von J. Regnauld benutzten (Thl. I, §. 420) verbinden, und nun durch Erwärmen von einer, zweien und mehreren correspondirenden Löthstellen die elektromotorische Kraft, mithin im vorliegenden Falle auch die Intensität des Stromes im Schliessungskreise auf das Doppelte, Dreifache, $n$fache steigern, und die dieser Zunahme der Intensitäten entsprechenden Ablenkungen der Galvanometernadel bestimmen. Es wird hierbei vorausgesetzt, dass bei gleicher Temperaturdifferenz der Löthstellen die elektromotorische Kraft der verschiedenen Elemente der Thermosäule dieselbe ist.

Eine zweite, freilich nur bei empfindlichen Galvanometern anzuwendende Methode ist von Melloni [1]) angegeben. Man verbindet mit dem Multiplicator des Galvanometers eine Thermosäule nach Art der Fig. 175, Thl. I gezeichneten. Man stellt den beiderseitigen Löthstellen derselben gegenüber in etwas verschiedenen Abständen zwei Lampen auf, welche durch ihre Strahlung die Löthstellen der Thermosäule erwärmen und in ihr Thermoströme hervorrufen. Man hindert die Strahlung erst der einen, dann der anderen Lampe durch einen zwischen dieselbe und die Thermosäule gestellten Schirm, und bestimmt die jedesmaligen Ablenkungen $+\alpha$ und $-\alpha_I$ (z. B. 24° und 20°) der Nadel des Galvanometers. Man lässt nun beide Lampen zusammen strahlen, und erhält einen Thermostrom, dessen Intensität der Differenz der Intensitäten der ersten beiden Thermoströme entspricht. Ist dann die Ablenkung der Nadel α_0 (z. B. 5,12°), so weiss man, dass zwischen den Ablenkungen α und α_I (20 bis 24°) jeder Grad der Ablenkung der Nadel gleichwerthig ist $\frac{\alpha_0}{\alpha_I - \alpha}$ $\left(\frac{5,12}{4} = 1,28^0\right)$ Graden der Ablenkung der Nadel vom Nullpunkt.

Man wiederholt diese Versuche, indem man jetzt die Abstände der Lampen so einrichtet, dass die Ablenkungswinkel α_{II} und α_{III} (z. B. 24 und 28°) werden, und schreitet so fort, bis man für jede Ablenknug der Nadel innerhalb $\pm 90^0$ den Werth jedes Grades bestimmt hat.

Diese Methode giebt nur so lange richtige Resultate, als die in der Thermosäule erregte elektromotorische Kraft der Temperaturdifferenz ihrer Löthstellen proportional bleibt, was bekanntlich nur innerhalb gewisser Temperaturgrenzen anzunehmen ist.

Ganz ähnliche Methoden sind von Becquerel [2]) und Nobili [3]) angegeben worden. Man wendet bei denselben ein Differentialgalvanometer mit zwei gleichen Windungsreihen an. Man leitet einen constanten Strom durch die eine Windungsreihe; er bringt die Ablenkung α hervor. Dann leitet man einen zweiten Strom durch die zweite Windungsreihe in entgegengesetzter Richtung. Er bringt die Ablenkung $-\alpha_I$ hervor. Lässt man beide Ströme gleichzeitig durch beide Windungsreihen

[1]) Melloni, Ann. de Chim. et de Phys. T. LIII, p. 5. 1833;* Pogg. Ann. Bd. XXXV, S. 132.* — [2]) Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. T. XXXI, p. 374. 1826;* Pogg. Ann. Bd. IX, S. 346*. — [3]) Nobili, Ann. de Chim. et de Phys. T. XLIII, p. 162. 1830;* Pogg. Ann. Bd. XX, S. 226.*

gehen, so zeigt die Nadel die Ablenkung α_0. Es ist dann die Differenz der Ablenkungen $\alpha_I - \alpha$ direct der Ablenkung α_0 vom Nullpunkte an gleichwerthig. Leitet man beide Ströme (welche jetzt auch gleiche Intensität haben können) in gleicher Richtung durch die Windungsreihen, so addiren sie ihre Wirkungen und geben die Ablenkung α_{II}. Man weiss dann, dass diese Ablenkung der Summe der beiden Ablenkungen α und α_b beide vom Nullpunkte an gerechnet, gleichwerthig ist.

Zweckmässiger als diese Methoden würde eine von Petrina [1]) angegebene sein. 207

Man leitet den Strom eines constanten Elementes durch eine Rinne voll Quecksilber, und senkt in dieselbe in verschiedenen, an einer Scala messbaren Abständen von einander die zum Galvanometer führenden Leitungsdräthe. Kann man die hierbei erfolgende Veränderung der Intensität im unverzweigten Theil der Schliessung der Säule vernachlässigen, so ist die Intensität des durch das Galvanometer fliessenden Stromes proportional der Länge der zwischen den Leitungsdräthen befindlichen Quecksilbersäule, und man kann dann direct die Verhältnisse der Ablenkungen der Galvanometernadel auf das Verhältniss dieser Stromintensitäten zurückführen. — Es leuchtet ein, dass auch dies Verfahren nur annähernd richtige Resultate giebt, da obige Annahme nur innerhalb gewisser Grenzen gemacht werden darf; man müsste denn in den die Säule enthaltenden Zweig der Schliessung noch ein zweites Galvanometer und einen Rheostat einschalten, und die Intensität des Stromes in diesem Zweige durch letzteren constant erhalten.

Bei einer ferneren Methode von Wheatstone [2]) muss der Widerstand des Multiplicators des Galvanometers bekannt sein.

1. Man leitet durch das Galvanometer den Strom einer constanten Säule und schaltet nach einander vermittelst des Rheostaten in den Schliessungskreis bestimmte Widerstände ein, durch welche die Intensität des Stromes auf $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{3}$, $\frac{1}{4}$ reducirt wird, und stellt in einer Tabelle diese Intensitäten mit den jedesmal beobachteten Ablenkungen der Galvanometernadel zusammen.

2. Man leitet den Strom der constanten Säule durch das Galvanometer und bestimmt die Ablenkung. Man theilt sodann den Strom zwischen diesem und einem Drathe von gleichem Widerstande, dass beide neben einander vom Strome durchlaufen werden, fügt zu dem ungetheilten Schliessungsdrathe einen Drath hinzu, dessen Widerstand die Hälfte des Widerstandes des Galvanometers ist und bestimmt wieder die Ablenkung. — Ist im ersten Falle die elektromotorische Kraft der Säule E, der Widerstand des Drathes des Galvanometers G, der der übrigen

---

[1]) Petrina, Holger's Zeitschrift Bd. I, S. 171; Pogg. Ann. Bd. LVII, S. 111. 1842.* — [2]) Wheatstone, Phil. Trans. 1843. T. II, p. 327;* Pogg. Ann. Bd. LXII, S. 540.*

Schliessung R, so ist die Intensität I des durch das Galvanometer fliessenden Stromes im ersten Falle

$$I = \frac{E}{R+g}.$$

Im zweiten Falle, wo nur die Hälfte des Stromes durch das Galvanometer fliesst, ist die Intensität desselben in letzterem

$$I_I = \frac{\frac{1}{2}E}{(R+\frac{1}{2}g)+\frac{1}{2}g} = \frac{1}{2}I.$$

Die Ausschläge der Galvanometernadel entsprechen also genau dem Verhältniss 2 : 1 der Stromintensitäten. Diese Bestimmung kann man bei Anwendung verschieden starker Ströme, also bei verschiedenen Ablenkungen der Galvanometernadel vornehmen und so das Instrument graduiren.

208 Sehr viel praktischer und bequemer sind folgende von Poggendorff und Bosscha angegebene Methoden zur Graduirung des Galvanometers.

Man bedient sich nach Poggendorff[1]) eines Galvanometers, bei welchem die Windungen um eine Axe drehbar sind, welche dem die Nadel tragenden Coconfaden concentrisch ist. Die Drehung der Windungen wird entweder direct (§. 191) oder durch einen kleinen Zeiger abgelesen, welcher auf dem auf den Windungen befestigten Kreise einspielt.

Während die Windungen des Galvanometers sich in ihrer normalen Lage befinden, bei welcher die Nadel auf den Nullpunkt der auf ihnen angebrachten Theilung einspielt, leitet man durch dieselben einen constanten Strom von der Intensität I, z. B. den Strom einer Thermosäule oder eines constanten Elementes. Die Ablenkung der Nadel ns aus dem magnetischen Meridian NS (Fig. 146) sei hierbei φ^0. Man dreht nun die Windungen W des Galvanometers um verschiedene Winkel $+\psi_I$, $+\psi_{II}$, $+\psi_{III}$, $-\psi^I$, $-\psi^{II}$, $-\psi^{III}$, gegen die Nadel ns hin oder von ihr zurück. Man beobachtet den Theilstrich, auf den die Nadel auf dem auf den Windungen befestigten und mit ihnen gedrehten Kreise weist. Er sei um φ_I, φ_{II}, $\varphi_{III}{}^0$ von dem Nullpunkt des Kreises entfernt. Die Neigung der Nadel gegen den magnetischen Meridian NS beträgt dann $\psi_I + \varphi_I$, $\psi_{II} + \varphi_{II}\dots$

Fig. 146.



Dann würde das Drehungsmoment, welches durch den die Windungen durchfliessenden Strom auf die Nadel ausgeübt wird, proportional der Stromintensität und einer noch unbestimmten Function des Winkels zwischen ihr und den Windungen sein, also in den vorliegenden Fällen durch $If(\varphi)$, $If(\varphi_I)$, $If(\varphi_{II})$ ausgedrückt werden u. s. f. Die Drehungsmomente, welche von dem Erd-

[1]) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. LVI, S. 324. 1842.*

magnetismus auf die Nadel in diesen verschiedenen Stellungen ausgeübt werden, sind den Sinus ihrer Neigungswinkel gegen den magnetischen Meridian proportional. Bezeichnet man die horizontale Componente des Erdmagnetismus, multiplicirt mit einer von dem Magnetismus der Nadel abhängigen Constante mit m, so sind dieselben:

$$m \sin \varphi, \quad m \sin(\psi_I + \varphi_I), \quad m \sin(\psi_{II} + \varphi_{II}) \text{ u. s. f.}$$

Da die Nadel sich im Gleichgewicht befindet, so müssen die einander entgegenwirkenden Drehungsmomente durch die Wirkung des Stromes und des Erdmagnetismus einander gleich sein, also:

$$I f(\varphi) = m \sin \varphi,$$
$$I f(\varphi_I) = m \sin(\psi_I + \varphi_I),$$
$$I f(\varphi_{II}) = m \sin(\psi_{II} + \varphi_{II}).$$

Man kann durch Bestimmung der Winkel φ und ψ demnach das Verhältniss der Drehungsmomente $f(\varphi)$ und $f(\varphi_I)$ u. s. f. berechnen, welche derselbe Strom in verschiedenen Winkelabständen der Nadel von dem Nullpunkt des auf den Drathwindungen befestigten Kreises auf dieselbe ausübt. Bezeichnet man das von einem bestimmten Strom von der Intensität Eins in einem kleinen Winkelabstand von 1 — 2° ausgeübte Drehungsmoment mit 1, so kann man die beliebig vielen anderen Winkelabständen φ_n entsprechenden von demselben Strom 1 ausgeübten Drehungsmomente $f(\varphi_n)$ leicht hiernach in einer Tabelle zusammenstellen.

Benutzt man nun das Galvanometer, während seine Windungen in der normalen Lage sich befinden zur Messung der Intensität I_I eines Stromes, und wird durch denselben die Nadel um φ_n° abgelenkt, so ist das von diesem Strom auf die Nadel ausgeübte Drehungsmoment $I_I f \varphi_n$, wo der Werth $f(\varphi_n)$ der nach obigen Regeln entworfenen Tabelle zu entnehmen ist.

Das entgegenwirkende gleiche Drehungsmoment des Erdmagnetismus ist $m \sin \varphi_n$, und man erhält so:

$$I_I = \frac{m \sin \varphi_n}{f(\varphi_n)}.$$

Es hat keine Schwierigkeit, unmittelbar nach dieser Formel eine andere Tabelle zu entwerfen, in welcher neben den verschiedenen Ablenkungen der Nadel des Galvanometers die ihnen entsprechenden relativen Intensitäten der ablenkenden Ströme aufgeführt sind. — Eine specielle Tabelle hier aufzuführen, wie sie z. B. Poggendorff beispielsweise für das von ihm benutzte Galvanometer construirt hat, würde nutzlos sein, da dieselbe für jedes andere Galvanometer selbstverständlich andere Werthe enthalten muss.

Eine andere von Bosscha [1]) vorgeschlagene Methode der Graduirung des Galvanometers beruht auf einer allgemeineren von demselben Physiker 209

[1]) Bosscha, Pogg. Ann. Bd. XCIII, S. 402. 1854.*

angegebenen Methode, vermittelst deren man das Drehungsmoment d_l, welches ein beliebiger Stromesleiter A_l auf eine Magnetnadel ausübt, mit dem Drehungsmoment d eines anderen Leiters A unmittelbar vergleichen kann. Man stellt die Leiter A und A_l auf zwei diametral einander entgegengesetzten Seiten der Magnetnadel auf, und verzweigt den Strom einer Säule durch beide so, dass er sie neben einander durchfliesst, und durch die Einwirkung jedes der beiden Zweigströme W und W_l die Nadel in entgegengesetzten Richtungen abgelenkt wird. Man fügt nun in den einen Zweig W_l der Leitung, dessen Wirkung stärker ist, einen Rheostat ein, und stellt denselben so, dass die Nadel auf Null steht. Dann verhalten sich die Intensitäten in beiden Zweigen umgekehrt wie die Widerstände, und ebenso umgekehrt wie die von den Leitern ausgeübten Drehungsmomente. Sind also die Widerstände beider Zweige ϱ und ϱ_l, so verhält sich

$$d : d_l = \varrho : \varrho_l \quad \ldots \ldots \ldots \quad (I)$$

In den Zweig W_l schaltet man nun einen Drath l ein, und dreht den Rheostaten zurück, bis die Nadel wieder auf Null kommt. Dann hat man hierdurch den Widerstand l des Drathes in Rheostatenwindungen bestimmt. Fügt man jetzt den Drath l in den Zweig W ein, so muss man den Rheostat um die Länge l_l verändern, um die Nadel auf Null zu erhalten. Es verhält sich dann wiederum

$$d : d_l = \varrho + l : \varrho_l + l_l \quad \ldots \ldots \ldots \quad (II)$$

Also nach I

$$d : d_l = l : l_l \quad \ldots \ldots \ldots \quad (III)$$

Will man nun mittelst dieser Methode ein Galvanometer graduiren, so verzweigt man den Strom einer Säule zwischen dem Drath A desselben und einem zweiten beliebigen festen Leiter, z. B. einer Drathspirale A_l. Man nähert die letztere der Nadel des Galvanometers so weit, dass dieselbe auf ihre Nulllage zurückgeführt wird. Man kann dann durch Einschalten eines Drathes von bekanntem Widerstand l in den Stromzweig des Galvanometers und einer solchen Rheostatenlänge l_l in den Zweig der Spirale A_l, bis die Nadel wieder auf Null steht, das Verhältniss der Drehungsmomente d und d_l des Galvanometerdrathes und der Spirale bestimmen. Es ist:

$$d = d_l \frac{l}{l_l} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (1)$$

Dreht man jetzt den Multiplicator des Galvanometers um einen Winkel α rückwärts gegen die Ablenkung der Nadel aus dem magnetischen Meridian und führt durch Einschalten einer anderen Rheostatenlänge l_α in den Stromkreis der Spirale die Nadel wieder in den magnetischen Meridian auf Null zurück, so ergiebt sich das von dem um α gegen die Nadel gedrehten Multiplicatorrahmen auf dieselbe ausgeübte Drehungsmoment:

$$d_\alpha = d_l \frac{l_\alpha}{l_l} . \quad \ldots \ldots \ldots \quad (2)$$

Aus den Gleichungen 1 und 2 folgt:

$$d_\alpha = d\,\frac{l_\alpha}{l} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Wäre die Intensität des durch das Galvanometer gemessenen Stromes direct proportional der Tangente des Ablenkungswinkels ihrer Nadel, so müsste $d_\alpha = d\,.\,\cos\alpha$ sein. Ist der aus Gleichung 3 sich ergebende Werth d_α ein anderer, so dass aus demselben $d_\alpha = C\,.\,d\,.\cos\alpha$ folgte, so wäre die Stromintensität i, welche der Ablenkung α entspricht, $i = \frac{const}{d_\alpha}\sin\alpha = \frac{const}{C}\,tg\,\alpha$ zu setzen. Man kann den zur Correction erforderlichen Factor C leicht für beliebig viele Ablenkungswinkel α der Nadel aus der Ebene der Windungen des Galvanometers bestimmen. — Dieselbe Methode lässt sich selbstverständlich in ganz gleicher Weise für die Graduirung einer gewöhnlichen Tangentenboussole verwenden.

Das Galvanometer ist nicht geeignet, die mittlere Intensität einer 210
Reihe schnell auf einander folgender und abwechselnd gerichteter Ströme von kurzer Dauer zu bestimmen.

Solche Ströme erhält man z. B. bei den sogenannten Magnetelektrisirmaschinen und anderen Inductionsapparaten, oder auch durch schnelle Umkehrung der Richtung eines constanten Stromes durch den Inversor. (Th. I, §. 167.) Leitet man solche Ströme, welche etwa 12- bis 14mal in der Secunde ihre Richtung wechseln, durch den Multiplicator eines Galvanometers mit astatischer Nadel, so beobachtet man das von Poggendorff[1]) zuerst näher untersuchte Phänomen der doppelsinnigen Ablenkung.

Hindert man die Nadel durch Hemmungen, weiter als 8 bis 10° auf beiden Seiten des Nullpunktes auszuschlagen, so bleibt sie auf dem Nullpunkt stehen und macht höchstens kleine Oscillationen, die mit der Schnelligkeit des Wechsels der Stromesrichtung abnehmen. Dies Verhalten würde unmittelbar daraus folgen, dass die Wirkungen der auf einander folgenden einander entgegengesetzt gerichteten Ströme sich gegenseitig vernichten.

Ist aber die Nadel nicht in ihren Bewegungen gehemmt, und ist sie vor Einwirkung der abwechselnden Ströme um 8 bis 10° nach der einen oder anderen Seite vom Nullpunkt abgelenkt, so schlägt sie durch die Wirkung jener Ströme bis zu 90° aus und begiebt sich in die Ost-Westlage.

Der Grund dieser Erscheinung liegt in der temporären Magnetisirung der Doppelnadel in der Richtung ihrer Axe, welche stets eintritt, wenn sie nicht den Windungen parallel ist, und zwar in desto höherem Grade, je mehr sie sich der senkrechten Lage gegen die Windungen nähert.

Es sei das ursprüngliche magnetische Moment der Nadel M_I, die Intensität der durch das Galvanometer geleiteten Ströme abwechselnd $+ I$.

---

1) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. XLV, S. 353. 1838.*

und $-I$, je nachdem sie die erste Ablenkung der Nadel vermehren oder vermindern würden. Die bei einer gewissen Ablenkung der Nadel durch jene Ströme in ihr erzeugten temporären magnetischen Momente seien $+m$ und $-m$, so werden zwei auf einander folgende Ströme auf die Nadel Drehungsmomente ausüben, welche den Werthen

$$c(M+m)I \text{ und } -c(M-m)I$$

entsprechen, wo c eine von dem Ablenkungswinkel u. s. f. abhängige Constante. Beide Ströme zusammen üben also auf die Nadel das Drehungsmoment $+2cmI$ aus, welches die Nadel im Sinne der ersten Ablenkung weiter dreht. Je kleiner die Intensität I der Ströme ist, desto kleiner ist auch der temporäre Magnetismus m und noch mehr das Product mI, desto langsamer geht die Nadel in die Ost-Westlage über. — Ist der ursprüngliche Ablenkungswinkel der Nadel Null, oder sehr klein, so ist der Werth m verschwindend, und die Nadel bleibt auf Null stehen. — Je grösser ferner der durch einen bestimmten Strom in der Nadel bei einer gegebenen Lage erzeugte temporäre Magnetismus m ist, desto bedeutender ist das Product mI und desto kräftiger tritt das Phänomen der doppelsinnigen Ablenkung hervor, so also namentlich, wenn man die aus glashartem Stahl gebildete Doppelnadel durch eine Doppelnadel von weichem Eisen- oder Nickeldrath ersetzt. Diese Nadeln brauchen keinen ursprünglichen permanenten Magnetismus M zu haben, da der die doppelsinnige Ablenkung bedingende Werth $+2cmI$ von M unabhängig ist.

Sind die abwechselnd gerichteten Ströme nicht gleich stark, so muss der durch sie in den Nadeln erregte temporäre Magnetismus so bedeutend sein, dass die Summe der Wechselwirkungen zwischen demselben und den durch das Galvanometer geleiteten Strömen die Differenz der Wirkung der letzteren auf den permanenten Magnetismus der Nadel überwiegt, damit dieselbe das Phänomen der doppelsinnigen Ablenkung zeige. Ist die Intensität der in der einen Richtung fliessenden Ströme gleich Null, hat man also hierbei nur eine Reihe in gleichem Sinn fliessender Ströme von der Intensität $-I$, welche die Nadel nach der ihrer ursprünglichen Ablenkung entgegengesetzten Seite abzulenken streben, so muss das Product mI grösser sein als das Product $-MI$. Die Nadel darf also nur ein sehr geringes permanentes magnetisches Moment M besitzen. Deshalb kann man in diesem Fall das Phänomen der doppelsinnigen Ablenkung namentlich an Eisennadeln sehr gut beobachten.

Hängt man eine recht harte unmagnetische Nähnadel an einem Coconfaden in ein Multiplicatorgewinde [1]), so dass ihre Axe einen kleinen Winkel mit den Drathwindungen macht, und leitet einen schwachen Strom durch den Multiplicator, so wird die Nadel temporär magnetisch, und trotz ihrer geneigten Stellung gegen die Windungen ist ihr magnetisches Moment in der Richtung ihrer Axe ein Maximum. In Folge dessen stellt sie sich senkrecht gegen die Windungen. Nach Aufhebung des Stromes

[1]) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. LIV, S. 192. 1841.*

behält die Nadel nur sehr wenig permanenten Magnetismus und kehrt daher wieder in ihre frühere Lage zurück.

Ausser den Intensitätsbestimmungen kann man mit dem Galvanometer auch ohne besondere Messungen der Stromintensität Widerstandsbestimmungen vornehmen. Man bedient sich hiezu besonders des Differentialgalvanometers. — Das Wesentliche hierüber haben wir schon Th. I, §. 89 mitgetheilt. Da sich indess alle mit letzterem Apparat auszuführenden Messungen viel einfacher mit Hülfe der Wheatstone'schen Drathcombination ausführen lassen, so sind wir nicht sehr speciell in den Gegenstand eingegangen. — Wir haben schon dort angeführt, dass das Differentialgalvanometer insofern kein sehr zuverlässiges Instrument ist, als die beiden Windungsreihen niemals beim Hindurchleiten des gleichen Stromes durch dieselben ein gleiches Drehungsmoment auf die Magnetnadel ausüben. Man kann sich hiervon überzeugen, wenn man denselben Strom hinter einander in entgegengesetzter Richtung durch beide Windungsreihen leitet. Dabei tritt fast stets eine Ablenkung der Magnetnadel ein. Am besten würde man noch die Drehungsmomente der beiden Windungsreihen gleich machen, wenn man nach Poggendorff die Dräthe derselben vor ihrer Umwindung auf den Multiplicatorrahmen zusammendrillt, oder wenn man die Dräthe in recht grossen Kreisen um die Nadel legt, wo dann die geringen Verschiedenheiten ihrer Lage gegen ihren Abstand von der Nadel verschwinden. Auf diese Weise hat Hankel[1]) sein Differentialgalvanometer construirt, in welchem ein kleiner 3 Zoll langer Magnetstab in der Mitte eines Drathkreises von 3 Fuss Durchmesser schwebt, der aus zwei parallelen Dräthen von je 286 Fuss Länge und 0,14789 Zoll Durchmesser in 28 Umwindungen gebildet war. 211

Sind die Drehungsmomente d und d_1, welche die beiden Windungsreihen des Differentialgalvanometers auf die Nadel ausüben, nicht gleich gross, so kann man ihr Verhältniss nach der §. 209 beschriebenen Methode bestimmen. Wird dann der Strom einer Säule in entgegengesetzter Richtung durch die neben einander geschalteten Windungsreihen w und w_1 verzweigt, durch einen in den einen Zweig w_1 eingeführten Rheostaten die Ablenkung der Nadel auf Null gebracht, und nun in den Zweig w ein Drath von näher zu bestimmendem Widerstand r eingeschaltet, so kann man durch Einfügung der Rheostatenlänge r_1 in den andern Zweig w_1 die Nadel wieder auf Null zurückführen. Dann verhält sich:

$$r : r_1 = d : d_1.$$

Auf diese Weise könnte man nach Bestimmung des Verhältnisses von d zu d_1 auch den Widerstand r des untersuchten Drathes in Rheostatenlängen bestimmen. Ist das Drehungsmoment d_1 der Windungsreihe w_1 sehr gross gegen das der anderen w (indem z. B. die letztere weiter von der

[1]) Hankel, Pogg. Ann. Bd. LXIX, S. 256. 1846.*

Nadel entfernt ist, als die erstere, so muss das Verhältniss der Widerstände r_1 und r der in Zweig w_1 eingeführten Rheostatenlänge und des untersuchten Drathes in derselben Weise sehr gross sein, damit die Nadel auf Null stehen bleibt [1]).

Auf diese Weise wäre es möglich, Widerstände von sehr langen und dünnen Dräthen durch einen verhältnissmässig kleinen Rheostaten zu bestimmen. Dieselben Bestimmungen wären aber einfacher mit der Wheatstone-Svanberg'schen Drathcombination zu machen. Auch würde man nicht sicher sein, wenn die Drehungsmomente beider Windungsreihen auf die Nadel bei ihrem Stande auf Null ein bestimmtes Verhältniss haben, dass dasselbe Verhältniss beihleibt, wenn die Nadel ein wenig nach der einen oder anderen Seite von der Nulllage absteht, wie es gewöhnlich bei den Versuchen der Fall ist, namentlich wenn die Windungen nahe an der Nadel sich befinden und letztere gegen den Durchmesser derselben gross ist. — Bei der Einrichtung des Differentialgalvanometers nach Hankel, bei der die Windungen in einem Kreise von etwa 1^m Durchmesser die Nadel umgehen, wäre dieser Uebelstand ziemlich beseitigt.

212 Eine fernere Anwendung des Galvanometers ist die zur Bestimmung der Zeitdauer von Strömen. Lässt man einen Strom von einer bestimmten Intensität und von sehr kurzer Dauer durch ein Galvanometer oder eine Tangentenboussole, am zweckmässigsten eine solche mit Spiegelablesung, wie sie §. 181 Fig. 133 beschrieben ist, fliessen, so dass man die Ablenkung der Nadel während des Verlaufes des Stromes als verschwindend klein ansehen kann, so kann man aus der Vergleichung des hierbei stattfindenden Ausschlages und der permanenten Ablenkung der Nadel, wenn ein Strom von gleicher Intensität wie jener dauernd das Galvanometer durchfliesst, die Zeitdauer des Stromes von kurzer Dauer berechnen [2]).

Bezeichnet man das magnetische Moment der Nadel mit M
die horizontale Componente des Erdmagnetismus . . . T
die Intensität des Stromes I
die Zeitdauer desselben . . . . ϑ
den Ausschlag durch denselben x
den Ausschlag, wenn derselbe Strom permanent wirkt . α
die Schwingungsdauer und das Trägheitsmoment der Nadel t und k,
so hat man nach §. 156

$$TM = \frac{\pi^2 k}{t^2} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (1)$$

Bei der constanten Ablenkung der Nadel ist, wenn wir den Sinus des Ablenkungswinkels α seinem Bogen gleichsetzen:

$$TM.\alpha = I.M \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (2)$$

[1]) Bosscha l. c.; vergl. auch Poggendorff, Monatsber. der Berl. Akad. 1844. S. 403. — [2]) Pouillet, Compt. rend. T. XIX, p. 1384, 1844*; Pogg. Ann. Bd. LXIV, S. 452.*

und die Geschwindigkeit, welche der Strom der Nadel bei seiner kurzen Dauer ertheilt, nach §. 185, b

$$\frac{\vartheta\, I\, M}{k} = C = \frac{\pi}{t}\, x + \tfrac{1}{2}\, \frac{\pi^2}{t^2}\, \lambda\, x \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

wo λ das logarithmische Decrement der Schwingungen der Nadel bezeichnet.

Fig. 147.



Vernachlässigen wir die Dämpfung der Nadel, ist also $\lambda = 0$, so folgt aus den drei Gleichungen die Zeitdauer des Stromes

$$\vartheta = \frac{t\, x}{\pi\, \alpha}.$$

Durch die Messung des Zeitverlaufes der Ströme von kurzer Dauer kann man häufig den Zeitraum bestimmen, welcher zwischen zweien sehr nahe aufeinander folgenden Actionen stattfindet. Man muss dazu nur durch die erste derselben den Stromkreis einer Säule schliessen, welcher zugleich ein Galvanometer enthält, und durch die zweite diesen Stromkreis wieder öffnen und den Ausschlag der Nadel des Galvanometers bestimmen, der nach der oben angegebenen Methode die Dauer des Stromes, d. i. die Zwischenzeit zwischen beiden Actionen misst. — Wir werden Einiges hierüber in dem technischen Theile mittheilen.

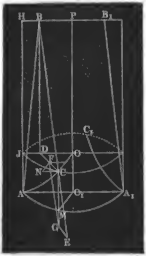
Statt die Magnete wie bei den 213
bisher beschriebenen Apparaten an einem oder mehreren Coconfäden aufzuhängen, kann man sie auch bifilar aufhängen, d. i. an zwei um einen bestimmten Abstand von einander entfernten Fäden, wie in Fig. 147. Der Magnet hängt an einer Metallscheibe *cd*, welche sich auf einer zweiten Metallscheibe *ab* drehen und durch eine Schraube in jeder Lage feststellen lässt. Die Scheibe *ab* wird von einem verticalen Stäbchen von Metall getragen, an welchem ein

Spiegel befestigt ist, nm vermittelst der Spiegelablesung die Stellnng des Magnetes beobachten zu können. Oben ist eine Metallplatte an dem Stäbchen angebracht, von deren beiden Seiten ans ein Faden über eine oben in die Decke des Zimmers eingeschraubte Rolle geleitet wird. Man kann leicht den Apparat so abändern, dass sich die Entfernung der Fäden von einander beliebig verändern lässt (vergl. §. 37, in der Beschreibung des Dynamometers).

Hängt man einen solchen Magnetstab in einen Multiplicatorrahmen, so dass seine Axe den Windungen desselben parallel ist, und leitet einen Strom durch die letzteren, dass er abgelenkt wird, so addirt sich zu dem durch den Erdmagnetismns auf den Magnet ausgeübten Drehungsmoment, welches ihn in den magnetischen Meridian zurückzuführen strebt, noch das durch die Drehung der den Magnet tragenden Fäden bedingte Drehnngsmoment. Es wird nöthig sein, znm Verständniss einer Reihe von elektrodynamischen Messmethoden, die auf der bifilaren Suspension beruhen, kurz die einfachsten Verhältnisse derselben nnzugeben [1]).

214 Wir nehmen an, dass der an den Fäden aufgehängte Körper symmetrisch sei, und seine Symmetrieaxe in die verticale Linie PO (Fig. 148) fällt, welche gerade in der Mitte zwischen den beiden Aufhängungsfäden AB und A_1B_1 sich befindet. Der Abstand der Fäden an ihren Aufhängungspunkten BB_1 sei gleich $2b$, der an ihren Anknüpfungspunkten AA_1 an den Körper gleich $2a$. Das Gewicht des von ihnen getragenen Körpers sei gM.

Fig. 148.



Wird nun der Körper durch irgend eine Kraft um den Winkel $MO_1A = \varrho$ gedreht, so hebt sich dabei der Punkt A des Fadens AB in einem Kreisbogen AC, welcher zngleich in den um OP mit dem Radins O_1A beschriebenen Cylindermantel fällt. An dem Punkt C wirkt das halbe Gewicht $CG = \frac{gM}{2}$ der an die beide Fäden gehängten Masse. Fällt man nun von B ein Loth BD anf die Kreisebene O, die man vertical gegen die Linie OP durch den Punkt C gelegt hat, so kann man die Kraft $\frac{gM}{2}$ in der durch BD und C gelegten Verticalebene

[1]) Die genaueren Angaben s. Gauss und W. Weber, Resultate 1837. S. 20;* 1840, S 1;* und eine sehr sorgfältige Arbeit von Dr. Chr. Stähelin: Die Lehre der Messung von Kräften mittelst der Bifilarsuspension. Basel 1852;* Schweizerische Denkschriften, Bd. XIII. 1853.*

in zwei Componenten CE und CF zerlegen, von denen die erstere den Faden BC spannt, die letztere in der Richtung von CD wirkt. Nun ist

$$CE = \frac{CG}{\cos ECG} = \frac{CG}{\cos CBD} = \frac{CG \,.\, BC}{BD}$$

$$CF = CG \,.\, tg\, FGC = CG \,.\, tg\, CBD = \frac{CG \,.\, DC}{BD}.$$

Zerlegt man die Kraft CF in der Horizontalebene in eine Componente nach der Richtung CO und eine zweite Componente CN, die in der Richtung der Tangente des Kreisbogens JC wirkt, so ist

$$CN = CF \,.\, \sin DCO = \frac{CG \,.\, DC}{BD} \sin DCO.$$

In $\triangle\, DCO$ ist aber $\sin DCO : \sin JOC = DO : DC$ d. i.

$$\sin DCO = \frac{DO \sin JOC}{DC} = \frac{DO \sin \varrho}{DC},$$

daher

$$CN = \frac{CG \,.\, DO}{BD} \cdot \sin \varrho \,.$$

Nun ist $DO = b$, $BD^2 = BC^2 - DC^2$. Ferner ist $BC = BA$. Ist nun der verticale Abstand der Punkte B und A, $HA = h$, so ist $BA^2 = h^2 + (a - b)^2$. Ebenso ist $DC^2 = a^2 + b^2 - 2\, a\, b \cos \varrho$, also

$$BD = \sqrt{h^2 + (a-b)^2 - (a^2 + b^2 - 2\, a b \cos \varrho)} = \sqrt{h^2 - 2\, a b (1 - \cos \varrho)}$$

d. i.

$$CN = \frac{g M}{2} \cdot \frac{b \,.\, \sin \varrho}{\sqrt{h^2 - 2\, ab\, (1 - \cos \varrho)}}.$$

Einen gleichen Ausdruck hätten wir für die entsprechende, an dem unteren Ende des zweiten Fadens wirkende Kraft erhalten.

Der Abstand der unteren Punkte beider Fäden, d. i. der Hebelarm, an welchem die Kräfte CN wirken, ist $2\, a$, also das denselben in die frühere Gleichgewichtslage zurückführende Kräftepaar („das rücktreibende Drehungsmoment der Schwere“):

$$\triangle = \frac{g M a\, b \,.\, \sin \varrho}{\sqrt{h^2 - 2\, ab\, (1 - \cos \varrho)}}.$$

Sind die Werthe a und b gegen h klein, wie dies in allen in der Praxis vorkommenden Fällen stattfindet, so reducirt sich das Kräftepaar auf

$$\triangle = \frac{g M a b}{h} \sin \varrho.$$

Ist der an den Fäden hängende Körper um 90° herumgedreht, so wird dieses Kräftepaar ein Maximum. Es ist dann dieses „statische Directionsmoment“:

$$D = \frac{g\,M\,a\,b}{h}.$$

Es ist also das rücktreibende Moment der Schwere gleich dem statischen Directionsmomente, multiplicirt mit dem Sinus des Ablenkungswinkels.

Wirkt nun irgend ein beliebiges in horizontaler Ebene angreifendes Kräftepaar $\triangle_I$ ablenkend auf den an den Fäden aufgehängten Körper ein, so wird er sich stets um einen solchen Winkel ϱ drehen, dass

$$\triangle_I = \triangle = \frac{M\,a\,b}{h} \sin \varrho = D \sin \varrho$$

ist. Die Ablenkung ϱ wird also um so grösser, je kleiner das Gewicht $g\,M$ des an die Fäden gehängten Körpers und je kleiner der Horizontal-Abstand a und b der Befestigungspunkte der Fäden im Verhältniss zu dem verticalen Abstande h derselben ist.

Berücksichtigt man nun die Beschleunigung, welche der Körper durch das rückführende Drehungsmoment der Schwerkraft in horizontaler Richtung erleidet, und ist dabei der Winkel ϱ klein, so kann man $\sin \varrho = \varrho$ setzen. Ist das Trägheitsmoment des angehängten Körpers k, die Schwingungsdauer des Körpers t, so erhält man ohne Berücksichtigung der Bewegungshindernisse die Gleichung der Schwingungsdauer

$$\frac{d^2 \varrho}{dt^2} = \frac{g\,M\,a\,b}{h\,k} \varrho = \frac{D}{k} \varrho$$

Hieraus folgt die Schwingungsdaner

$$T_0 = \pi \sqrt{\frac{h\,k}{g\,M\,a\,b}} = \pi \sqrt{\frac{k}{D}}.$$

Ist bei grösseren Schwingnngsweiten G die Schwingungsdauer T_1 beobachtet, so findet man die anf unendlich kleine Bogen reducirte Schwingungsdaner nach der Formel

$$T_0 = T_1 \left(1 - \frac{G^2}{64}\right);$$

ganz analog wie bei den Schwingungen des Pendels oder eines an einem Faden aufgehängten Magnetes. Hat man die Schwingungsdaner und, wie in §. 173 angegeben, auch das Trägheitsmoment des bifilar aufgehängten Körpers bestimmt, so erhält man hierbei zugleich das statische Directionsmoment D.

215 Die Bifilarsuspension wird bei elektromagnetischen Bestimmungen der Stromintensität hauptsächlich in der Weise anzuwenden sein, dass man durch dieselbe den der Einwirknng des Stromes nnterworfenen Magnet in eine Lage bringt, in welcher der Erdmagnetismus schwach auf ihn wirkt und deshalb ein Strom, der durch einen ihn umgebenden Multiplicator geleitet wird, dessen Windnngen seiner Axe parallel sind, ihn bedeutend ablenkt.

Dies geschieht, indem man den Magnet an der ihn tragenden Dreh-

scheibe (Fig. 147) in die **verkehrte Lage** bringt, d. i. ihn so dreht, dass sein Nordpol nach Süd, sein Südpol nach Nord gekehrt ist.

Ist das von der Bifilarsuspension auf den Magnet ausgeübte statische Directionsmoment D, das magnetische Moment des Magnetes M, die horizontale Componente des Erdmagnetismus T, so ist bei einer Ablenkung des Magnetes um ϱ^0 das auf ihn ausgeübte Drehungsmoment

$$(MT - D) \sin \varrho.$$

Durch Vergrösserung von D, also durch Vergrösserung des Abstandes der beiden den Magnet tragenden Fäden kann man es leicht erreichen, dass das statische Directionsmoment $MT - D$ sehr klein wird, also nur einen aliquoten Theil von MT, z. B. $\frac{1}{10}$ beträgt. Legt man dann um den Magnet einige Drathwindungen, deren Ebenen seiner Axe parallel sind, und leitet durch diese einen Strom von der Intensität I, so wird der Magnet um einen Winkel ϱ abgelenkt, der durch die Gleichung

$$I \cos \varrho = (MT - D) \sin \varrho$$

bestimmt ist.

Der Winkel α wird durch die Spiegelablesung bestimmt.

Je kleiner die Directionskraft $MT - D$ ist, desto grösser wird bei gleicher Stromintensität der Ablenkungswinkel ϱ. Man kann auf diese Weise ein **Bifilargalvanometer** herstellen, bei welchem die Astasirung des Magnetes durch die Bifilarsuspension bewirkt ist, und bei dem man den Betrag der Astasirung, d. i. die Verminderung der Directionskraft genau bestimmen, also auch genaue und auf absolutes Maass (s. unten) reducirbare Messungen der Stromintensität vornehmen kann.

Ausser den bisher beschriebenen elektromagnetischen Messapparaten 216 hat man auch **elektrodynamische Messapparate** verwendet, indem man Drathspiralen aufhängte, durch welche man die Ströme leitete, und ihre Schwingungen oder Einstellungen beobachtete, sei es unter Einfluss des Erdmagnetismus, sei es, wie bei dem Elektrodynamometer, unter Einfluss einer zweiten festen vom Strom durchflossenen Spirale. Man hat hierbei die Spiralen, um ihnen eine bestimmte Directionskraft zu geben, stets bifilar aufgehängt.

Die Messung der Stromintensität bei diesen Apparaten kann in verschiedener Weise geschehen:

1. Man hängt eine Drathrolle, welche mit Spiegel u. s. f. versehen ist, an zwei Dräthen bifilar auf, wie es §. 38 beschrieben ist, in **transversaler Lage**, d. h. so, dass ihre Axe auf der Ebene des magnetischen Meridians vertical steht. Leitet man vermittelst der Aufhängedräthe durch dieselbe einen Strom von der Intensität I, so können wir die einzelnen Windungen der Spirale als in sich geschlossen ansehen und jede derselben durch einen kleinen Magnet von gleichem Moment ersetzen (§. 139). Die Spirale entspricht dann einem Magnet vom Moment $F \cdot I$, wo F der von ihren Windungen umschlossene Flächenraum ist. Sie werde

durch die Einwirkung des Erdmagnetismus um einen Winkel ϱ abgelenkt. Das auf dieselbe durch die horizontale Componente T des Erdmagnetismus ausgeübte Drehungsmoment ist $FIT \cos \varrho$; das rückbleibende Drehungsmoment der Schwere aber $D \sin \varrho$, wo D das statische Directionsmoment der Bifilarrolle ist. Im Gleichgewichtszustande der Rolle hat man

$$I = \frac{D}{FT} \, tg \, \varrho.$$

Die Intensität des Stromes ist also der Tangente des Ablenkungswinkels der Bifilarrolle proportional [1]).

217 2. Eine zweite Art der Messung ist folgende:

Man hängt eine Spirale bifilar so auf, dass sie mit ihrer Axe von Nord nach Süd gerichtet ist, nnd leitet durch dieselbe den zu untersuchenden Strom in der Richtung, dass sie ihre Lage bewahrt. Wir wollen diese Lage der Spirale die **natürliche Lage** nennen.

Es sei die horizontale Componente des Erdmagnetismus T, die Intensität des Stromes in absolutem Maass gemessen gleich I, der von den Windungen der Spirale umschlossene Flächenraum F. Wird dann die Spirale um den Winkel ϱ abgelenkt, so ist das Drehungsmoment, welches durch die Wirkung des Stromes auf die Spirale ausgeübt wird, $FIT \sin \varrho$. Das statische Directionsmoment der Rolle wäre mithin $D + FIT$. Die Spirale wird sich also unter dem gemeinsamen Einflusse des Stromes nnd der Schwerkraft in ihre Gleichgewichtslage zurückbegeben durch die Wirkung der vereinten Drehnngsmomente

$$(D + FIT) \sin \varrho.$$

Ist der Winkel ϱ klein, so ergiebt sich für unendlich kleine Bogen die Schwingungsdauer der Spirale, deren Trägheitsmoment K ist,

$$T_I = \pi \sqrt{\frac{K}{D + FIT}}.$$

Aus der Beobachtung des Werthes der Schwingungsdauer T_I und T_0 vor und während des Hindurchleitens des Stromes kann man den Werth FIT bestimmen.

Würde durch die Spirale in entgegengesetzter Richtung der Strom geleitet, ist also dieselbe in **verkehrter Lage** aufgehängt, so wäre bei einer Ablenkung derselben um ϱ^0 das Drehungsmoment durch den Strom

$$- FIT \sin (180 - \varrho), = - FIT \sin \varrho,$$

welches sie um 180° aus ihrer Lage zu drehen strebt. Das statische Directionsmoment wäre wieder

$$D - FIT$$

und die Schwingungsdauer

1) Weber, Resultate. 1840. S. 91.*

$$T_{II} = \pi \sqrt{\frac{K}{D - FIT}}.$$

Die Directionsmomente in der natürlichen und verkehrten Lage sind also

$$d_I = D + FIT = \frac{\pi^2 K}{T_I^2} \text{ und } d_{II} = D - FIT = \frac{\pi^2 K}{T_{II}^2}.$$

Es verhält sich also

$$D : FIT = T_{II}^2 + T_I^2 : T_{II}^2 - T_I^2.$$

3. Bringt man über der bifilar aufgehängten Spirale, deren Axe mit dem magnetischen Meridian zusammenfällt, eine zweite Spirale an, deren Axe senkrecht auf der Ebene des Meridians steht, wie z. B. bei dem §. 37 beschriebenen Elcktrodynamometer, nnd leitet durch beide Spiralen einen Strom hinter einander, so wird die Bifilarrolle um einen Winkel α abgelenkt, so dass das von dem Strome in der festen Rolle ausgeübte Drehungsmoment dem durch die Schwerkraft und den Erdmagnetismus auf die Bifilarrolle ausgeübten Drehungsmoment d gleich ist. 218

Ist die Intensität des Stromes gleich I, so wird der Winkel α bestimmt durch die Gleichung

$$I^2 \cos\alpha \ . \ const = d \ . \ \sin\alpha.$$

Kehrt man die Richtung des Stromes in beiden Rollen um, so bleibt die Richtnng der Ablenkung der Bifilarrolle ungeändert. — Es eignet sich daher das Elektrodynamometer vorzüglich zur Bestimmung der mittleren Intensität einer Reihe alternirender Ströme. Indess ist bei genaueren Messungen zu berücksichtigen, dass bei wechselnder Stromesrichtung die Bifilarrolle sich abwechselnd in der natürlichen und verkehrten Lage befindet und so das Directionsmoment d verschieden ist. Bei schwachen Strömen ist dieser Unterschied zu vernachlässigen. Bei stärkeren muss man die Directionsmomente bestimmen, indem man zuerst nach einander Ströme von gleicher Intensität in entgegengesetzter Richtung durch das Dynamometer leitet und die Schwingungsdauer bestimmt. Man erhält dann das Verhältniss der Directionsmomente in beiden Fällen [1]).

Das Elektrodynamometer ist sehr geeignet, gleichzeitig die Intensität und Dauer sehr schnell verlaufender Ströme zu bestimmen. 219

Leitet man einen solchen die kurze Zeit ϑ dauernden Strom hinter einander durch eine Tangentenboussole oder ein Galvanometer, dessen Magnet das magnetische Moment M, das Trägheitsmoment K besitzt, und durch die bifilare und feste Rolle des Dynamometers, dessen Bifilarrolle das Trägheitsmoment k besitzt, so ist die Winkelgeschwindigkeit C, welche dem Magnet im Galvanometer, und die Winkelgeschwindigkeit c, welche der Bifilarrolle ertheilt wird:

---

[1]) W. Weber, Elektrodyn. Maassbestimmungen Th. I, S. 76. 1846.*

$$C = \frac{AM}{K}\, I\vartheta, \qquad c = \frac{a}{k}\, I^2\vartheta$$

wo A und a Constante, I die Intensität des Stromes ist. Wir setzen hierbei voraus, dass der Magnet und die Bifilarrolle während der Dauer des Stromes ihren Stand nicht ändern. Der momentane Strom werde durch die Apparate geleitet, während dieselben in ihrer Ruhelage waren. Sind dann die durch den Strom hervorgebrachten Elongationen des Magnets und der Bifilarrolle X und x, die Schwingungsdauern derselben T und t, so ist nach §. 185

$$C = \frac{\pi}{T}\, X = \frac{AM}{K}\, I\vartheta, \qquad c = \frac{\pi}{t}\, x = \frac{a}{k}\, I^2\vartheta,$$

also

$$I\vartheta = \frac{K\pi X}{TAM}, \qquad I^2\vartheta = \frac{k\pi x}{at}.$$

Leiten wir durch beide Apparate einen Strom, dessen Intensität wir als Einheit annehmen, und der den Magnet um $\varDelta$, die Bifilarrolle um δ ablenkt, so erhalten wir nach §. 212, 1 und 2:

$$AM = \frac{\pi^2 K}{T^2}\, \varDelta, \qquad a = \frac{\pi^2 k}{t^2}\, \delta, \text{ also}$$

$$I\vartheta = \frac{XT}{\pi \varDelta}, \qquad I^2\vartheta = \frac{xt}{\pi\delta}, \text{ d. i.}$$

$$I = \frac{xt\varDelta}{XT\delta}, \qquad \vartheta = \frac{X^2 T^2 \delta}{\pi x t \varDelta^2}.$$

Man hat also nur die Schwingungsdauern T und t, die durch den momentanen Strom bewirkten Elongationen X und x, und die durch einen dauernden Strom von der Intensität Eins bewirkten permanenten Ablenkungen $\varDelta$ und δ des Magnets und der Bifilarrolle zu bestimmen, um zugleich die Zeitdauer und Intensität des momentanen Stromes nach diesen Formeln zu finden.

III. Zurückführung der Messungen der Stromintensität auf absolutes Maass.

220 Wir haben noch anzugeben, wie die Resultate, welche vermittelst der verschiedenen zur Messung der Intensität der Ströme verwendeten Apparate erhalten werden, auf absolutes elektromagnetisches Maass reducirt werden. Dieses Maass folgt aus der Bestimmung des absoluten Maasses des Magnetismus. Wir bezeichnen nämlich die Intensität eines galvanischen Stromes als Einheit, wenn derselbe in der Ebene die Flächeneinheit umfliesst und dabei auf einen Magnetpol gerade so wirkt, wie ein unendlich kleiner Magnet vom Moment Eins, dessen Axe auf seiner Ebene vertical steht.

Es ist sehr wohl zu beachten, dass das hier aufgestellte absolute Maass der Stromintensitat ein wesentlich anderes ist, als das, welches wir §. 19 in Betreff der elektrodynamischen Erscheinungen aufgestellt haben, wie sich dies aus Betrachtung der Formeln, §. 99, ergiebt. Eine genauere Vergleichung dieser und anderer Maasse siehe im Schlusscapitel.

Bei zweien der oben beschriebenen Apparate ergiebt sich die Messung 221
der Intensität nach absolutem Maass unmittelbar, nämlich bei der transversal aufgehängten Bifilarrolle und der Tangentenboussole [1]). Wenn das statische Directionsmoment der transversal aufgehängten Bifilarrolle $= D$, der von ihren Windungen umschlossene Flächenraum $= F$, die Intensität des sie durchfliessenden Stromes $= I$, die horizontale Componente des Erdmagnetismus $= T$ ist, und dieselbe um ϱ^0 abgelenkt wird, so erhalten wir (§. 216):

$$I = \frac{D}{FT}\, tg\, \varrho.$$

Wird F in Einheiten der Fläche (Quadratmillimetern), I in Einheiten der Stromintensität gemessen, so stellt nach der obigen Definition IF das Moment M eines Magnets vor, welcher mit der Bifilarrolle äquivalent ist. Würde dieser in ganz gleicher Weise wie die Spirale bifilar aufgehängt, so dass auch das Directionsmoment D dasselbe bliebe, so würde er ebenfalls um Winkel ϱ durch den Erdmagnetismus abgelenkt, und wir hätten $TM = D\, tg\, \varrho$.

Wir erhalten mithin, wenn auch die zur Bestimmung von D erforderlichen Grössen in Längen- und Gewichtseinheiten gegeben sind, und die horizontale Componente T des Erdmagnetismus in absolutem Maass bekannt ist, die Intensität I des Stromes gleichfalls auf eine sehr einfache und directe Weise in absolutem elektromagnetischem Maass.

Eine zweite Bestimmung der absoluten Intensität eines Stromes ist 222
mittelst der Tangentenboussole möglich.

Ist ein Kreisstrom A vom Radius b gegeben, der in der Ebene des magnetischen Meridians liegend, auf die in seiner Axe in der Entfernung R von seinem Umkreis liegende kleine Magnetnadel B wirkt, deren magnetisches Moment μ sei, so ist das von demselben auf die Pole der Nadel ausgeübte Drehungsmoment in der Richtung der Axe AB nach §. 140

$$D = c\,\frac{2\pi\, i\, \mu\, b^2}{R^3}.$$

Ein unendlich kleiner Magnet vom Moment M, dessen Axe AB ist, und der aus der Entfernung R auf die Magnetnadel in B wirkt, übt auf dieselbe das Drehungsmoment:

---

1) Weber, Pogg. Ann. Bd. LV, S. 27. 1842.

$$D = \frac{2 M \mu}{R^3} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

aus (§. 158).

Die beiden Ausdrücke für die Wirkung des Kreisstromes und dieses Magnets werden identisch, wenn

$$M = c \pi i b^2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Dieser Ausdruck wäre also das magnetische Moment des Kreisstromes.

Wenn der Flächenraum des Stromes gleich Eins, die Intensität desselben nach absolutem Maass gemessen gleich Eins ist, so wäre ihm auch ein Magnet vom Moment 1 äquivalent. Dann ist also in (3):

$$M = 1, \; i = 1, \; \pi b^2 = 1,$$

also auch $c = 1$.

Wird nun die Nadel durch den Strom i um den Winkel α abgelenkt, und ist die horizontale Componente des Erdmagnetismus gleich T, so ist, wenn die Nadel eine constante Ablenkung angenommen hat:

$$D \, . \, \cos \alpha = \mu \, T \, . \, \sin \alpha,$$

d. i.

$$i = \frac{T R^3}{2 \pi b^2} \, tg \, \alpha \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

wo i in absolutem Maasse gemessen ist, wenn T in dem gleichen Maasse, b und R in Längeneinheiten gegeben sind.

Fällt, wie bei der gewöhnlichen Tangentenboussole, der Mittelpunkt der Nadel mit dem des Drathkreises zusammen, so ist $R = b$, also die in absolutem Maasse gemessene Intensität:

$$i = \frac{T . b}{2 \pi} \, tg \, \alpha \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

223 Bei den anderen Messapparaten wird man am zweckmässigsten die beobachteten Werthe der Intensitäten auf absolutes Maass reduciren, indem man einen constanten Strom zu gleicher Zeit hinter einander durch dieselben und eine Bifilarrolle oder eine einfache Tangentenboussole leitet, vermittelst deren die Intensität leicht nach absolutem Maasse bestimmt werden kann. Beobachtet man die Angaben der beiden in den Stromkreis eingefügten Apparate, so kann man den Factor bestimmen, mit dem man die an jenen Messapparaten beobachteten Intensitäten multipliciren muss, um sie auf das absolute Maass zu reduciren.

224 Schaltet man in den Schliessungskreis eines Stromes von der absoluten Intensität i gleichzeitig eine transversal aufgehängte Bifilarrolle und eine Tangentenboussole von der einen oder anderen Construction ein, welche beide Apparate unmittelbar die absolute Intensität abzulesen gestatten, so ist unter Beibehaltung der Bezeichnungen der vorigen Paragraphen:

für die Bifilarrolle $I = \frac{D}{F\,T}\, tg\,\varrho$,

für die Tangentenboussole $I = \frac{T\,R^3}{2\,\pi\,b^2}\, tg\,\alpha \left(\text{oder} = \frac{T\,b}{2\,\pi}\, tg\,\alpha\right)$.

Aus diesen beiden beobachteten Werthen kann man die absolute Intensität I des Stromes ableiten:

$$I = \sqrt{\frac{D\,R^3}{2\,\pi\,F\,b^2}\, tg\,\varrho\, tg\,\alpha} \left(\text{oder} = \sqrt{\frac{D\,b}{2\,\pi\,F}\, tg\,\varrho\, tg\,\alpha}\right).$$

Man hat auf diese Weise ein sehr leichtes Mittel, ohne eine besondere, immerhin weitläufige Bestimmung der horizontalen Componente des Erdmagnetismus die durch die Ablenkungen der Bifilarrolle oder der Nadel der Tangentenboussole erhaltenen Werthe der Intensität in absolutem Maasse auszudrücken. Zugleich erhält man dann auch die horizontale Componente des Erdmagnetismus aus obigen Gleichungen:

$$T = \sqrt{\frac{2\,\pi\,D\,b^2\, tg\,\varrho}{F\,R^3\, tg\,\alpha}} \left(\text{oder} = \sqrt{\frac{2\,\pi\,D\, tg\,\varrho}{F\,b\, tg\,\alpha}}\right).$$

Die Formeln in den Klammern beziehen sich auf eine Tangentenboussole, bei welcher die Nadel in der Ebene des Drathkreises vom Radius b sich befindet, die vor denselben auf eine Tangentenboussole, bei welcher die Nadel vor der Ebene des Drathkreises im Abstand R von seinem Umfange liegt.

Wir erwähnen noch schliesslich der folgenden von von Feilitzsch 225
angegebenen Methode zur Maassbestimmung der Intensität eines Stromes.

Man stellt eine kleine Magnetnadel m auf der Mitte eines horizontalen Lineals $A\,B$ (Fig. 149) auf, welches senkrecht gegen den magnetischen

Fig. 149.



Meridian gerichtet ist. Den zu untersuchenden Strom leitet man durch eine Spirale S, welche man auf das Lineal so legt, dass ihre Axe dem Lineal parallel wird, und sie so die Magnetnadel ablenkt. Nun schiebt man einen Magnetstab $n\,s$ von bekanntem magnetischen Moment von der anderen Seite auf dem Lineal gegen die Magnetnadel hin, bis dieselbe wieder im magnetischen Meridian steht.

Ist die Intensität des Stromes in der Spirale I, der von ihren Win-

---

[1]) Neumann, vrgl. Wild. Züricher Vierteljahrsschrift. 1857. S. 241.* — [2]) von Feilitzsch, Pogg. Ann. Bd. LXXVIII, S. 21. 1849;* Bd. LXXIX, S. 564. 1850.*

dungen umschlossene Flächenraum F, die Länge der Spirale $2\,l$, so ist sie, wenn ihre Windungen eng sind, annähernd gleichwerthig mit einem Magnet von gleicher Länge, dessen Moment durch den Werth FI dargestellt ist. Ist nun der Abstand der Pole des Magnetes, welcher die Wirkung der Spirale compensirt, gleich $2\,L$, sein magnetisches Moment gleich M, ist der Abstand der Mitte der Spirale und des Magnetes von dem Mittelpunkt der kleinen Magnetnadel a und A, so ist der an den Polen des Magnetes angehäufte Magnetismus $\frac{M}{2\,L}$ und wir haben die Gleichung:

$$\frac{M}{2\,L}\left(\frac{1}{(A+L)^2}-\frac{1}{(A-L)^2}\right)=\frac{FI}{2\,l}\left(\frac{1}{(a+l)^2}-\frac{1}{(a-l)^2}\right).$$

Ist M in absolutem Maasse bestimmt, F in Flächeneinheiten gemessen, so erhält man aus dieser Gleichung auch I in absolutem Maass. — Es ist indess zu beachten, dass der Abstand $2\,L$ der Pole des Magnetes etwas kleiner ist, als seine ganze Länge, so dass dieser Abstand erst besonders, z. B. durch Annähern einer Magnetnadel von der Seite bestimmt werden muss. Dieser Umstand bringt eine kleine Ungenauigkeit mit sich, die sich zu den übrigen Fehlern der vier Längenmessungen von L, l, A und a addirt. — Das magnetische Moment M des Magnetstabes kann sich mit der Zeit ändern; es muss daher vor jeder Versuchsreihe, z. B. durch Beobachtung der Schwingungsdauer von Neuem bestimmt werden. Wegen dieser Unbequemlichkeiten möchte diese sonst recht einfache Methode wohl nur in einzelnen Fällen die oben erwähnten Methoden verdrängen.

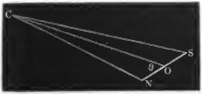
Drittes Capitel.

Gesetze der Magnete und Elektromagnete.

I. Mathematische Berechnung der Vertheilung des Magnetismus.

Die Magnetisirung eines beliebig gestalteten Körpers durch äussere magnetisirende Kräfte lässt sich aus den bisher angeführten Grundgesetzen des Magnetismus durch mathematische Rechnung unter gewissen Annahmen a priori ableiten. Dies ist zuerst von Poisson geschehen. 226

Fig. 150.



Wir wollen die Entwickelung seiner Grundformel in einfacher Form angeben [1]).

Es sei NS, Fig. 150, eine sehr kleine Magnetnadel von der Länge $2a$, an deren Polen die magnetischen Fluida $\pm m$ angehäuft seien. Der Abstand ihres Mittelpunktes O von einem entfernten magnetischen Punkte C sei $OC = R$, der Winkel $CON = \vartheta$. Ist die Nadel NS gegen OC klein, so wirken die Pole N und S auf den Punkt C nahezu in derselben Richtung wie OC. Die Potentialfunction von N und S auf C ist dann $v = \frac{m}{NC} - \frac{m}{CS}$. Drücken wir NC und CS in R, a und ϑ aus, so ist

$$v = m\left(\frac{1}{(R^2 + a^2 - 2aR\cos\vartheta)^{1/2}} - \frac{1}{(R^2 + a^2 + 2aR\cos\vartheta)^{1/2}}\right).$$

[1]) Poisson, Mémoires de l'Académie T. V, p. 248 u. 488. 2. Févr. et 27. Décembre 1824.* Auszug in Ann. de Chim. et de Phys. T. XXV, p. 113 u. T. XXVIII, p. 1.* — Vergl. namentlich auch Thomson, Phil. Trans. 1851. T. I, p. 234 u. 269.*

Entwickelt man die Ausdrücke im Nenner nach a und lässt dabei alle Glieder fort, die höhere Potenzen von a enthalten, so ist

$$v = \frac{2\,m\,a\cos\vartheta}{R^2}.$$

Die Potentialfunction ist also nur von dem Momente $\mu = 2\,m\,a$, nicht von der Gestalt und Länge der Magnetnadel abhängig (vgl. §. 152). $2\,m\,a$ ist aber das Moment μ der Nadel, also

$$v = \frac{\mu\cos\vartheta}{R^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

227 Es sei nun ein Körper gegeben, auf den von aussen magnetisirende Kräfte einwirken. Wir wollen das magnetische Moment, welches in der Volumeinheit desselben durch eine von aussen wirkende magnetisirende Kraft Eins erzeugt wird, gleich k' setzen, wo k' eine von der Natur des Stoffes des Körpers abhängige Constante, „die Magnetisirungsconstante oder magnetische Inductionsconstante" ist, welche wir auch als die Zahl der magnetischen Masseneinheiten in der Volumeinheit definiren könnten. Wir wollen ferner annehmen, dass die durch äussere magnetisirende Kräfte in jedem Massenelemente geschiedenen Fluida nicht aus demselben heraustreten können, sich aber stets an seine Oberfläche begeben und ihre Mengen jenen Kräften proportional sind, so dass also keine Coercitivkraft der Magnetisirung hinderlich entgegenwirkt, und die in den Masseneinheiten erzeugten Momente den wirksamen Kräften direct entsprechen.

228 Beziehen wir nun die einzelnen Punkte des Körpers auf drei rechtwinkelige Coordinatenaxen, die Axen der x, y, z, so wird das Raumelement des Körpers, welches einem Punkt $A = (x', y', z')$ entspricht, gleich $dx' \,.\, dy' \,.\, dz'$ sein. Es mögen von aussen auf das Raumelement magnetisirende Kräfte wirken, deren Componenten nach den drei Axen resp. α', β', γ' sind, und die sich je nach der Lage des Elementes ändern können. Können wir wegen der Kleinheit desselben gegen die Masse des Körpers annehmen, dass die sämmtlichen Masseneinheiten des Elementes durch jene Kräfte gleich magnetisirt werden, so sind die magnetischen Momente des Elementes nach den drei Axen proportional seiner Masse und den in jenen Richtungen wirkenden Kräften, also $k'\alpha' dx' dy' dz'$, $k'\beta' dx' dy' dz'$, $k'\gamma' dx' dy' dz'$. Wirkt dieses Element auf einen äusseren magnetischen Punkt C, dessen Coordinaten x, y, z sind, und der in der Entfernung $\varrho = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2}$ von dem Punkte A entfernt ist, so ist die Potentialfunction Q der magnetischen Wirkung des Elementes auf Punkt A gleich der Summe der durch jene drei magnetischen Momente bedingten Potentialfunctionen. Bildet nun die Linie AC mit den Axen die Winkel l, m, n, so ist daher nach §. 226:

$$Q = \frac{(\alpha' \cos l + \beta' \cos m + \gamma' \cos n)}{\varrho^2} k' dx' dy' dz'.$$

Wird dieser Ausdruck über den ganzen Raum des Körpers nach x', y' und z' integrirt, so erhält man die Potentialfunction Q desselben auf den magnetischen Punkt C. Ersetzen wir die Cosinus von l, m, n durch ihre Werthe $\frac{x-x'}{\varrho}$, $\frac{y-y'}{\varrho}$, $\frac{z-z'}{\varrho}$, so erhalten wir

$$Q = \int\int\int \frac{\alpha'(x-x') + \beta'(y-y') + \gamma'(z-z')}{[(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2]^{3/2}} k' dx' dy' dz' \quad . \quad \text{(II)}$$

Die Componenten der magnetischen Anziehung des Körpers gegen Punkt C nach den drei Axen sind dann, wenn wir den Magnetismus desselben gleich 1 setzen:

$$X = \frac{dQ}{dx'},\ Y = \frac{dQ}{dy'},\ Z = \frac{dQ}{dz'} \quad . \ . \ . \ . \ . \ . \ . \quad \text{(III)}$$

Wird für jeden der drei Summanden von Q besonders partiell integrirt, so erhält man z. B.:

$$\int\int\int \frac{(z-z')\gamma' k' dz'}{\varrho^3} dx' dy' = \int\int \frac{\gamma' k' dx' dy'}{\varrho} - \int\int\int \frac{1}{\varrho} \frac{d(\gamma' k')}{dz'} dx' dy' dz'.$$

In dem $\int\int$ sind für k', ϱ, γ' die Werthe zu setzen, welche den Endpunkten der Z-Coordinaten des Körpers an den beiden Seiten seiner Oberfläche entsprechen.

Bildet die auf dem Oberflächenelement $d\omega'$ errichtete Normale mit den durch dasselbe gelegten den Hauptaxen parallelen Axen die Winkel l', m', n', so ist $dx'dy' = \pm d\omega' \cos n'$. Setzt man diesen Werth in obige Gleichung, und entwickelt ganz analog die beiden anderen Summanden von Q, so erhält man 229

$$Q = \int (\alpha' \cos l' + \beta' \cos m' + \gamma' \cos n') \frac{k'}{\varrho} d\omega'$$
$$- \int\int\int \frac{1}{\varrho} \left(\frac{d\alpha' k'}{dx'} + \frac{d\beta' k'}{dy'} + \frac{d\gamma' k'}{dz'} \right) dx' . dy' . dz' \quad . \quad \text{(IV)}$$

Das erste Integral ist über die ganze freie Oberfläche des Körpers, das zweite über seine ganze Masse ausgedehnt. Die Werthe $\frac{d\alpha' k'}{dx'}$ u. s. f. stellen aber die durch die Längen dx' ... dividirten Aenderungen der magnetischen Momente der einzelnen Raumelemente des Körpers nach den verschiedenen Richtungen dar, also die an ihren Grenzflächen angehäuften freien Magnetismen (vergl. §. 260); die Werthe $k' \alpha' \cos l'$ u. s. f. entsprechen dagegen den nach der Richtung der drei Coordinatenaxen gemessenen Dicken der an der Oberfläche des Körpers angehäuften Schicht von

freiem Magnetismus. Es lässt sich hiernach die magnetische Wirkung des Körpers nach aussen aus zwei Theilen, aus der Wirkung der auf seiner Oberfläche und der in seinem Innern verbreiteten Magnetismen zusammensetzen.

230 Die Formeln (III) und (IV) können uns nun dazu dienen, die Componenten der Wirkung des magnetischen Körpers auf einen innerhalb desselben gelegenen Punkt M zu bestimmen, der wiederum die Coordinaten x', y', z' habe. Diese Wirkung setzt sich zusammen:

1. Aus der Wirkung der magnetischen Elemente des Körpers, welche so weit von M entfernt sind, dass wir in der Formel (1) die höheren Potenzen von a vernachlässigen können.

2. Aus der Wirkung der zunächst an M gelegenen Elemente, für welche diese Annahme nicht statthaft ist, und welche zwar in sehr grosser Anzahl vorhanden sind, aber immerhin einen gegen die Dimensionen des Körpers verschwindend kleinen Raum B einnehmen.

3. Aus der Wirkung der magnetischen Fluida auf der Oberfläche des Elementes selbst, welches M enthält.

231 Die erste dieser Wirkungen stellt sich durch die Gleichungen (IV) dar, bei denen die Integration über den ganzen Raum des Körpers ausgedehnt ist, nachdem wir von den dort gefundenen Werthen die Werthe der Integrale für den kleinen den Punkt M umschliessenden Raum B subtrahirt haben. Die letzteren Werthe der Integrale seien $X_l\ Y_l\ Z_l$. Dann sind die Componenten der betrachteten Wirkung:

$$X = \frac{dQ}{dx} - X_l \quad Y = \frac{dQ}{dy} - Y_l \quad Z = \frac{dQ}{dz} - Z_l \quad . (6)$$

Wegen der Kleinheit des Raumes B kann man annehmen, dass in demselben alle magnetischen Moleküle in gleicher Weise magnetisch sind und auch gleichmässig vertheilt sind. Dann kann man bei der Berechnung der Werthe $X_l\ Y_l\ Z_l$ für dieselben aus den Gleichungen (III) und (IV) die Werthe $\alpha', \beta', \gamma', k'$ durch die Werthe α, β, γ, k ersetzen, welche für das den Punkt M selbst enthaltende Raumelement des Körpers gelten. So fällt in Gleichung (IV) das zweite Glied fort, und man erhält bei der partiellen Differentiation derselben z. B.:

$$Z_l = \alpha k \int \frac{z' - z}{\varrho^3} \cos l'' \, dw'' + \beta k \int \frac{z' - z}{\varrho^3} \cos m'' \, dw''$$
$$+ \gamma k \int \frac{z' - z}{\varrho^3} \cos n'' \, dw'' \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (7)$$

wo l'', m'', n'' die für die innere Oberfläche des B umschliessenden Raumes des Körpers geltenden Werthe von $l'\ m'\ n'$ in Gleichung (IV), dw'' das Flächenelement dieser Oberfläche ist. — Ebenso entwickeln sich die anderen Componenten.

Wir haben mithin von der Wirkung der magnetischen Moleküle des Körpers die Wirkung der auf der Oberfläche des inneren Raumes B ver-

breiteten Schicht von Magnetismus zu subtrahiren, auf die sich in der That bei gleicher Beschaffenheit aller Moleküle in B die Wirkung derselben reduciren wird. — Nehmen wir den Raum B kugelförmig an, macht ein zu einem Punkt M'' seiner Oberfläche gezogener Radius $MM'' = \varrho$ mit der Z-Axe den Winkel u, und bildet die durch letztere Axe und MM'' gelegte Ebene mit einer anderen durch die Z-Axe gelegten festen Ebene den Winkel v, so ist:

$z' - z = \varrho \cos u$, $y' - y = \varrho \sin u \sin v$, $x' - x = \varrho \sin u \cos v$,
$dw'' = \varrho^2 \sin u \, du \, dv$, $\cos l'' = \sin u \cos v$, $\cos \mu'' = \sin u \sin v$,
$\cos n'' = \cos u$, also beim Einsetzen dieser Werthe in (7):

$$Z_l = \frac{4\pi k\gamma}{3} \text{ und ebenso } Y_l = \frac{4\pi k\beta}{3},\ X_l = \frac{4\pi k\alpha}{3} \quad . \ . \quad (8)$$

So wird:

$$X = \frac{dQ}{dx} - \frac{4\pi k\alpha}{3},\quad Y = \frac{dQ}{dy} - \frac{4\pi k\beta}{3},\quad Z = \frac{dQ}{dz} - \frac{4\pi k\gamma}{3} \quad . \ (V)$$

Die zweite durch die Moleküle im Raum B auf den Punkt M ausgeübte Wirkung (§. 230) verschwindet, da wir alle in demselben befindlichen magnetischen Moleküle uns in gleichem magnetischen Zustand denken. — 232

Legt man nämlich durch den Punkt M einen beliebigen nach beiden Seiten ausgedehnten Kegelmantel, so wird dieser mit Ausschluss des magnetischen Elementes, welches M enthält, in dem Raum, den diese Elemente erfüllen, auf beiden Seiten gleiche Quantitäten freien magnetischen Fluidums einschliessen. Die Wirkungen desselben heben sich daher innerhalb desselben, so wie in dem ganzen hier betrachteten Raum auf. Nur an der Oberfläche des Körpers selbst, wo die Punkte M nicht von allen Seiten von unendlich vielen magnetischen Molekülen umgeben sind, würde dies nicht mehr gelten.

Endlich bleibt noch die dritte Wirkung des auf der Oberfläche des M enthaltenden Elements angehäuften freien Magnetismus. — Soll bei gleich bleibender magnetisirender Kraft die Vertheilung der Magnetismen in jedem magnetischen Element des Körpers unverändert bleiben, wenn dasselbe auch um seinen Schwerpunkt gedreht wird (wie z. B. in einem in der Mitte einer weichen Eisenkugel befindlichen Molekül, welche durch den Erdmagnetismus in der einen oder anderen Richtung magnetisirt wird), so müssen die Elemente nach allen Richtungen gleichartig sein. Diese Bedingung würde durch die Annahme dargestellt werden, dass die Elemente selbst Kugelgestalt haben. Dann werden die freien Magnetismen auf der Oberfläche des Elementes in ähnlicher Weise vertheilt sein, wie auf der Oberfläche des Raumes B. Es gelten so für diese Wirkung die Gleichungen (8), in denen wir aber $k' = 1$ setzen müssen, da 233

wir nur ein Element betrachten. Dann werden die drei Componenten der Wirkung des Elementes·

$$X_0 = \frac{4\pi\alpha}{3}, \quad Y_0 = \frac{4\pi\beta}{3}, \quad Z_0 = \frac{4\pi\gamma}{3} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad \text{(VI)}$$

Diese Werthe gelten nach unserer Ableitung eigentlich nur für den Mittelpunkt des Elementes; indess sind sie auch für andere Punkte innerhalb desselben gültig.

234 Befinden sich ausserhalb des betrachteten Körpers beliebige magnetische Körper, welche auf die in demselben enthaltenen Fluida wirken, bezeichnet V die Potentialfunction der in ihnen enthaltenen freien Fluida in Bezug auf den innerhalb desselben befindlichen Punkt M des Körpers, dessen Coordinaten $x'y'z'$ sind (also die Quantität jener freien Fluida, dividirt durch ihren Abstand von M), so sind die Componenten der Wirkung dieser Körper auf M gleich den partiellen Differentialquotienten

$$X_{III} = \frac{dV}{dx}, \quad Y_{III} = \frac{dV}{dy}, \quad Z_{III} = \frac{dV}{dz} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad \text{(VII)}$$

Soll in dem Körper ein stationärer magnetischer Zustand eingetreten sein, so muss die Summe aller auf den Punkt M im Inneren desselben ausgeübten Kräfte, wie sie sich aus den Gleichungen (V, VI, VII) ergeben, gleich Null sein, d. i.:

$$\begin{aligned} \frac{dV}{dx} + \frac{dQ}{dx} + \frac{4\pi\alpha(1-k)}{3} &= 0 \\ \frac{dV}{dy} + \frac{dQ}{dy} + \frac{4\pi\beta(1-k)}{3} &= 0 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad \text{(VIII)} \\ \frac{dV}{dz} + \frac{dQ}{dz} + \frac{4\pi\gamma(1-k)}{3} &= 0 \end{aligned}$$

235 Differenzirt man diese drei Gleichungen respective nach x, y und z und addirt, so ergiebt sich nach der Potentialtheorie:

$$\frac{d^2V}{dx^2} + \frac{d^2V}{dy^2} + \frac{d^2V}{dz^2} = 0; \text{ ferner ist: } \frac{d^2Q}{dx^2} + \frac{d^2Q}{dy^2} + \frac{d^2Q}{dz^2} =$$

$4\pi\left(\frac{dk\alpha}{dx} + \frac{dk\beta}{dy} + \frac{dk\gamma}{dz}\right)$ [vergl. Gleichung (IV) und (8)], mithin die Summe der Differentiale:

$$2\left(\frac{dk\alpha}{dx} + \frac{dk\beta}{dy} + \frac{dk\gamma}{dz}\right) + \frac{d\alpha}{dx} + \frac{d\beta}{dy} + \frac{d\gamma}{dz} = 0.$$

Ist, wie in den meisten Körpern, die magnetische Constante k durch den ganzen Körper unverändert, so folgt hieraus:

$$\frac{d\alpha}{dx} + \frac{d\beta}{dy} + \frac{d\gamma}{dz} = 0 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

Zugleich ergiebt sich bei Differentiation der obigen Gleichungen nach $x\,y\,z$:

$$\frac{d\alpha}{dy} = \frac{d\beta}{dx},\quad \frac{d\alpha}{dz} = \frac{d\gamma}{dx},\quad \frac{d\beta}{dz} = \frac{d\gamma}{dy}.$$

Es sind daher α, β, γ die partiellen Differentiale einer Function der drei Coordinaten $\varphi\ (x\,y\,z)$ nach den drei Axen, welche der Gleichung:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} + \frac{d^2\varphi}{dy^2} + \frac{d^2\varphi}{dz^2} = 0$$

entspricht. So hat man statt der drei Gleichungen (VIII) die eine folgende:

$$V + Q + \frac{4\pi\,(1-k)}{3}\,\varphi = 0\ .\ .\ .\ .\ \text{(IX)}$$

In Q [Gleichung (IV)] fällt dann das zweite Glied in Folge der Gleichuug (9) fort und es redncirt sich auf:

$$Q = k\int\left(\frac{d\varphi'}{dx'}\cos l' + \frac{d\varphi'}{dy'}\cos m' + \frac{d\varphi'}{dz'}\cos n'\right)\frac{dw'}{\varrho}$$

$$= k\int\frac{dw'}{\varrho}\left(\frac{d\varphi'}{dr}\right)\ .\ .\ .\ .\ .\ .\ .\ .\ \text{(X)}.$$

wo φ' den Werth von φ bezeichnet, den man erhält, wenn man statt $x\,y\,z$ die Werthe $x'\,y'\,z'$ setzt, r der Normale des Elementes entspricht.

Es entspricht dann also die Wirkung im Ganzen der einer Schicht von freiem Fluidum, welche die ganze Oberfläche des Körpers bedeckt und deren Dicke in der Richtnng der Normale an jeder Stelle durch:

$$k\left(\frac{d\varphi'}{dx'}\cos l' + \frac{d\varphi'}{dy'}\cos m' + \frac{d\varphi'}{dz'}\cos n'\right) = k\,\frac{d\varphi'}{dr}$$

ausgedrückt ist.

Hat man die Function φ aus der Gleichung (IX) bestimmt, so wird man die Wirkung des magnetischen Körpers auf einen ausserhalb desselben gelegenen Punkt nach den Formeln (III) herechnen können.

Die magnetischen Momente des Körpers nach den drei Axen sind aber:

$$M = k\int\frac{d\varphi'}{dx'}\,dx'\,dy'\,dz'$$

$$N = k\int\frac{d\varphi'}{dy'}\,dx'\,dy'\,dz'$$

$$O = k\int\frac{d\varphi'}{dz'}\,dx'\,dy'\,dz'.$$

Enthalten die Körper einen hohlen Raum, so wird man sie als die Differenz zweier Körper betrachten können, deren einer den ganzen äusseren Ranm desselben, der andere den Hohlranm erfüllt, und die Wirkungen X, Y, Z beider Körper von einander snbtrahiren. Die Gleichung (X) setzt sich dann aus zwei ganz ähnlichen Gliedern zusammen, welche respective der inneren und äusseren Oberfläche des Körpers entsprechen.

Setzt man in diesen Gleichungen $k = 1$, so geben sie auch die Bedingung für die Vertheilung der Elektricität in einem Körper, auf welchen von aussen elektrisirte Körper vertheilend einwirken [1]).

236 Es würde uns zu weit führen, wollten wir die Ableitung der für einzelne specielle Fälle gültigen Formeln für die magnetische Vertheilung aus obigen allgemeineren Formeln durchführen. Wir begnügen uns deshalb mit der Mittheilung einiger Resultate der Rechnungen, welche durch Versuche geprüft sind und ein grösseres physikalisches Interesse haben.

Poisson hat die obigen Formeln angewandt, um die Vertheilung des Magnetismus in einer Hohlkugel zu entwickeln, welche einer auf alle ihre Theile in gleicher Richtung und gleich stark wirkenden Kraft, z. B. dem Erdmagnetismus, ausgesetzt ist. Die betreffenden Ausdrücke erhält er, indem er Polarcoordinaten einführt und φ in Kugelfunctionen entwickelt.

Es sei die Z-Axe die Richtung der magnetisirenden Kraft (die Richtung der Inclinationsnadel), die Intensität derselben sei M, der äussere und innere Radius der Hohlkugel sei a und b. Ein magnetischer Punkt, z. B. der Pol P einer Magnetnadel, habe die Coordinaten x, y, z; sein Abstand vom Mittelpunkt der Kugel O, welcher als Anfangspunkt der Coordinaten dient, sei r. Ist dann der Winkelabstand zwischen r und der der Inclinationsrichtung parallel durch den Kugelmittelpunkt gezogenen Z-Axe gleich ϑ, der Winkelabstand der Projection von r auf die magnetische Aequatorialebene oder XY-Ebene von der durch O zum magnetischen Ostpunkt gezogenen X-Axe gleich ψ, so ist:

$$z = r \cos \vartheta, \quad x = r \sin \vartheta \cos \psi, \quad y = r \sin \vartheta \sin \psi.$$

Es ergeben sich die drei Componenten:

$$\begin{aligned} X &= -\frac{3m(a^3-b^3)k(1+k)}{(1+k)a^3-2k^2b^3}\,\frac{a^3\cos\vartheta\sin\vartheta\cos\psi}{r^3} \\ Y &= -\frac{3m(a^3-b^3)k(1+k)}{(1+k)a^3-2k^2b^3}\,\frac{a^3\cos\vartheta\sin\vartheta\sin\psi}{r^3} \quad \ldots \quad (1) \\ Z &= -m + \frac{m(a^3-b^3)k(1+k)}{(1+k)a^3-2k^2b^3}\,\frac{a^3(1-3\cos^2\vartheta)}{r^3} \end{aligned}$$

Die Wirkung einer massiven Kugel auf einen äusseren Punkt ergiebt sich direct, wenn man in diesen Gleichungen $b = o$ setzt. Wäre $k = 1$, so würde die Wirkung der Hohlkugel und massiven Kugel auf einen äusseren Punkt vollkommen gleich sein.

Es hat keine Schwierigkeit, aus diesen Gleichungen die Wirkung einer magnetischen massiven Kugel auf die Pole einer horizontal

[1]) Die allgemeinere Theorie der Magnetisirung ist ausser von Poisson und Thomson auch von Green in seinem berühmten „Essay on the application of mathematical analysis to the theories of electricity and magnetism. Nottingham 1828 (auch Crelle's Journal. Bd. XLVII, S. 218*) behandelt worden. Die Resultate stimmen im Wesentlichen mit denen von Poisson überein. S. auch Beer, Pogg. Ann. Bd XCVIII, S. 141. 1856.*

schwingenden kleinen Magnetnadel abzuleiten und ihre Ablenkung zu bestimmen. Die Tangente derselben wird bei grösseren Entfernungen r der Nadel von der Kugel proportional $\frac{a^3}{r^3}$ und proportional k sein.

Sie wird im magnetischen Meridian selbst Null, und gleich weit östlich und westlich von demselben gleich und entgegengesetzt sein.

Für einen Punkt im Inneren einer Hohlkugel sind X und $Y = 0$. Die Kraft Z ist unabhängig von der Lage des Punktes und zwar gleich

$$Z = -\frac{m(1+k-2k^2)a^3}{(1+k)a^3 - 2k^2b^3}.$$

Eine Magnetnadel von so geringem Magnetismus, dass sie in das Innere einer Hohlkugel von Eisen gebracht, deren Magnetismus durch ihre Einwirkung nicht ändern würde, ändert in derselben also nur ihre Directionskraft, nicht aber ihre Richtung. Wäre $k = 1$, so würde $Z = 0$, und dann behielte die Nadel auch ihre Directionskraft und Schwingungsdauer in der Hohlkugel unverändert bei. Die Wirkung des Magnetismus der Hohlkugel auf dieselbe reducirte sich auf Null. Ihr Verhalten wäre dann ganz analog dem einer durch Influenz elektrisirten Hohlkugel, welche auch auf einen in ihrem Inneren gelegenen elektrisirten Punkt keine Anziehungs- und Abstossungskräfte ausübt.

Eine Reihe von Versuchen von Barlow [1]), welche vor dem Erscheinen der Untersuchungen von Poisson angestellt worden sind, können über das magnetische Verhalten eiserner Kugeln Aufschluss geben. 237

Auf einem horizontalen Tisch von 5 Fuss Durchmesser [2]) waren von der Mitte aus radiale Linien in Abständen von je 10 Grad gezogen. Der Tisch hatte in der Mitte einen Ausschnitt, durch welchen eine gusseiserne Kugel von 12,78 Zoll (32,46 Ctm.) Durchmesser und 288 Pfund (107 Kilogr.) Gewicht vermittelst eines Rollensystems herabgelassen werden konnte, so dass ihr Mittelpunkt in verschiedenen Höhen über oder unter der Ebene des Tisches sich befand. Auf die auf dem Tisch gezogenen Radien wurde ein sehr empfindlicher Compass gestellt, und die Ablenkung seiner Nadel bestimmt. Bei anderen Versuchen von Christie wurde stets das Mittel der Ablenkung von zwei Compassnadeln gemessen, welche auf zwei Radien sich befanden, die um gleich viel Grade gen Ost oder West gegen den nach Nord gezogenen Radius des Tisches verschoben waren.

Aus diesen Versuchen ergab sich u. a.:

1) Fällt der Mittelpunkt der Magnetadel in die Ebenen zweier bestimmter grösster Kreise der Kugel, so zeigt die Nadel keine Ablenkung.

---

[1]) Barlow, An essay on magnetic attractions. London 1820; Gilb. Ann. Bd. LXXIII. S. 1 u. folgde. 1823;* auch Christie ibid. S. 42.* — [2]) Bei früheren Versuchen von Barlow stand der Compass in der Mitte des Tisches und die Kugel wurde um ihn herumgeführt.

Diese Ebenen sind die Ebene des magnetischen Meridians und die magnetische Aequatorialebene.

Nehmen wir die Nadel so klein an, dass man die Entfernung ihrer Pole von ihrem Mittelpunkte vernachlässigen könnte, so würde im ersteren Falle in den Formeln 1 des vorigen Paragraphen für diesen Mittelpunkt P der Winkel $\psi = 0$, also auch die Y-Componente $Y = 0$ sein. Auf die Nadel wirkte dann der Magnetismus der Kugel nur in der Meridianebene (XZ-Ebene), und sie könnte durch diese Kraft nicht abgelenkt werden. Läge der Mittelpunkt P in der Aequatorialebene, so wäre $\vartheta = 90^0$, und es bliebe nur die der Richtung der Inclination parallele Z-Componente übrig, welche gleichfalls die Nadel nicht ablenken würde.

2. Befand sich der Mittelpunkt P der Nadel in einer bestimmten durch den Mittelpunkt O der Kugel und die Z-Axe gelegten Ebene, und bildete dabei die Verbindungslinie PO des ersteren mit letzterem mit der durch O gelegten magnetischen Aequatorialebene verschiedene Winkel φ, die man mit dem Namen der magnetischen Breite des Punktes P bezeichnen könnte, so war die Tangente des Ablenkungswinkels α der Nadel bestimmt durch die Gleichung:

$$tg\,\alpha = const\,sin\,\varphi\,cos\,\varphi.$$

3. Wurde die Nadel in derselben magnetischen Breite belassen, aber in verschiedene Ebenen gebracht, welche durch die der Inclinationsrichtung parallel durch den Kugelmittelpunkt gezogene Z-Axe gelegt waren, und mit der auf der Meridianebene verticalen XZ-Ebene den Winkel ψ bildeten, so entsprach die Tangente des Ablenkungswinkels der Nadel dem Cosinus ψ.

4. In verschiedenen Abständen von dem Mittelpunkte der Kugel verhielten sich die Tangenten der Ablenkung der Nadel unter sonst gleichen Verhältnissen umgekehrt wie die dritten Potenzen der Abstände. Bei verschieden grossen Kugeln verhielten sich dieselben wie die Cuben der Durchmesser der Kugeln, also wie ihre Massen.

Kann man nämlich die auf die Nadel in der Ebene des magnetischen Meridians wirkenden Antheile der von der Kugel ausgehenden (Y und Z) Kräfte gegen die Kraft des Erdmagnetismus vernachlässigen, so wirkt auf dieselbe in dieser Ebene nur die constante horizontale Componente des Erdmagnetismus T. Vertical gegen diese Ebene wirkt die gleichfalls horizontale X-Componente der Wirkung der Kugel. Wird die Nadel durch diese Componente um den Winkel α abgelenkt, so ist sie im Gleichgewicht, wenn $X = T.\,tg\,\alpha$ ist.

Da nun aber nach den Formeln 1 des §. 236 der Winkel ϑ das Complement der magnetischen Breite φ ist, so wird auch $T\,tg\,\alpha = X = \frac{const}{r^3} \cdot sin\,\varphi\,cos\,\varphi\,cos\,\psi$ sein, also bei constantem ψ dem Werthe $sin\,\varphi\,cos\,\varphi$, bei constantem φ dem Werthe $cos\,\psi$, bei constantem φ und ψ dem Werthe $\frac{a^3}{r^3}$ proportional sein.

Diese Resultate sind selbstverständlich nur innerhalb gewisser Grenzen richtig, da wir die Länge der Nadel, ihre magnetisirende Rückwirkung anf die Eisenkugel, so wie auch die zur horizontalen Compònente des Erdmagnetismus hinzukommenden Antheile der Y- und Z-Componente ihrer Wirkung auf die Nadel nicht ganz vernachlässigen können.

5. Als endlich **Barlow** an Stelle der massiven Kugeln hohle Kugeln anwandte, so fand er, dass die Ablenkungen der Nadel bei gleicher Lage dieselben blieben, so lange die Metalldicke der Hohlkugeln nicht unter $^1/_{20}$ Zoll betrug.

Barlow schloss hieraus, dass der Magnetismns nur auf der Oberfläche der Körper concentrirt sei. Nach den vorhergehenden Betrachtungen ist dieses Resultat indess ein Beweis, dass die magnetische Constante k sehr nahe an dem Werthe Eins liegt, mit dem sie zusammenfallen würde, wenn die Wirknng einer einer massiven nnd einer äusserst dünnen Hohlkugel völlig gleich wäre. Es lässt sich berechnen, wenn man die Ablenkungen der Nadel der X-Componente (§. 236 Formel 1) proportional setzt, dass selbst wenn die Ablenkungen auf $^2/_3$ herabsinken sollten, wenn man die massive Kugel durch eine gleich grosse Hohlkugel ersetzt, deren Metalldicke $^1/_{150}$ des Radius der massiven Kugel ist, doch der Werth k nur um $^1/_{50}$ kleiner wäre als Eins.

Poisson hat auch die Magnetisirung eines Ellipsoides berechnet, 238
wenn die magnetisirenden Kräfte auf alle Punkte desselben gleichmässig nnd in gleicher Richtung, also von einem unendlich entfernten Punkt Z aus wirken. Eine anschaulichere Darstellung der Resultate ist von **Beer**[1]) in folgender Weise gegeben nnd von **Plücker**[2]) weiter ausgeführt worden. Sind A, B, C die Halbaxen des magnetischen Ellipsoides E, so construirt man ein Hülfsellipsoid, dessen Halbaxen $\frac{1}{a}$, $\frac{1}{b}$ nnd $\frac{1}{c}$ mit denen von E zusammenfallen, deren Länge durch die Gleichungen

$$\frac{1}{a^2} = 2\pi(1-k) + \frac{2k}{A^2}\int_0^\pi d\vartheta \int_0^\pi dv \frac{\frac{\sin^2\vartheta}{\varrho^2} - \frac{\cos^2\vartheta}{A^2}}{\left(\frac{\sin^2\vartheta}{\varrho^2} + \frac{\cos^2\vartheta}{A^2}\right)^2} \sin\vartheta \quad . \quad (1)$$

worin

$$\frac{1}{\varrho^2} = \frac{\cos^2 v}{B^2} + \frac{\sin^2 v}{C^2}$$

gegeben sind. Die Werthe $\frac{1}{b^2}$ und $\frac{1}{c^2}$ erhält man durch Vertauschung von A mit B und C.

Es sei r der Radius vector des Hülfsellipsoides in der Richtung der Verbindungslinie OZ seines Mittelpunktes O mit dem Punkte Z. Derselbe

---

1) **Poisson**, Théorie l. c. p. 383.* — 2) **Beer**, Pogg. Ann. Bd. XCIV, S. 192. 1855.* — 3) **Plücker**, Phil. Trans. 1858. T. II, p. 555.*

schneide die Oberfläche des Ellipsoides in den Punkten M und M_I. Man legt in M und M_1 an das Ellipsoid Tangentialebenen und fällt von dem Mittelpunkte Lothe OP, OP_I auf dieselben, deren Länge gleich p sei. Der Winkel zwischen p und r sei gleich ξ. Man denke sich nun das Hülfsellipsoid auf der Linie OZ um die Länge $\pm \frac{1}{rp}$ verschoben, und bezeichne es in diesen Lagen mit E_I und E_{II}. Denkt man sich dann das Ellipsoid E_I mit dem dem Magnetismus von Z entgegengesetzten magnetischen Fluidum, E_{II} mit dem jenem gleichartigen Fluidum in gleicher Dichtigkeit erfüllt, so bleibt nun auf den zwischen E_I und E_{II} liegenden Räumen eine Schicht übrig, welche resp. mit nördlichem und südlichem Fluidum erfüllt ist. Diese Schichten stellen dann die Wirkung des Magnetismus des Ellipsoides E dar. — Würde man in den Formeln $k = 1$ setzen, so würden dieselben auch für die elektrische Vertheilung gelten. Das von Punkt Z auf das Ellipsoid ausgeübte in der Ebene OPM wirkende Drehungsmoment, welches dasselbe um eine auf OPM verticale Axe OR dreht, ist

$$\frac{2\,\varphi \sin \xi}{p\,r} = \frac{2\,\varphi\, tg\, \xi}{r^2} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (2)$$

wo φ die vom Punkte Z auf die mit magnetischen Fluidis erfüllten Ellipsoide E_I und E_{II} ausgeübte Anziehungs- und Abstossungswirkung bezeichnet. Die Linien OR und OM sind conjugirte Axen des Ellipsoides. Liegt die Linie OMZ in der Horizontalebene und kann sich das Ellipsoid nur um die verticale Axe drehen, so ist das Drehungsmoment

$$\frac{2\,\varphi\, tg\, \xi^1}{r^2} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (3)$$

wo ξ^1 der von OM und der Projection von OP auf die Horizontalebene gebildete Winkel ist. Das Ellipsoid ist im Gleichgewicht, wenn $tg\,\xi^1 = 0$ ist, d. i. wenn eine der beiden Axen des durch den Mittelpunkt des Ellipsoids gelegten, in der Horizontalebene liegenden elliptischen Durchschnittes des Hülfsellipsoides mit der Richtung OZ zusammenfällt. Bei magnetischen Substanzen wird das Gleichgewicht stabil sein, wenn diese Axe die längere ist. (Bei diamagnetischen wäre es die kürzere).

Ist der horizontale Durchschnitt des Hülfsellipsoides einer seiner beiden Kreisschnitte, so ist dasselbe in allen Lagen im Gleichgewichte. Man kann dann die auf diesen Kreisschnitten verticalen Durchmesser des Hülfsellipsoides mit dem Namen der magnetischen Axen des Ellipsoides bezeichnen; der Winkel zwischen denselben sei $2\,w$.

Die Ausdrücke für die Lage der magnetischen Axen sind analog den für die Lage der optischen Axen in den Krystallen abzuleitenden Formeln.

Hängt man das Ellipsoid E so auf, dass eine seiner drei Hauptaxen A, B, C sich in verticaler Lage befindet, während die magnetisirende Kraft in horizontaler Richtung wirkt, und bezeichnet die Zeiten einer Schwingung des Ellipsoides mit ϑ_a, ϑ_b, ϑ_c, so sind diese durch die Gleichung verknüpft:

$$\frac{A^2 + B^2}{\vartheta_c^2} + \frac{B^2 + C^2}{\vartheta_b^2} - \frac{A^2 + C^2}{\vartheta_a^2} = 0 \quad \ldots\ldots \quad (4)$$

und

$$\frac{\vartheta_b^2}{\vartheta_c^2} = \frac{A^2 + C^2}{A^2 + B^2} cos^2 w, \quad \frac{\vartheta_b^2}{\vartheta_a^2} = \frac{A^2 + C^2}{B^2 + C^2} sin^2 w,$$

$$\frac{\vartheta_c^2}{\vartheta_a^2} = \frac{A^2 + B^2}{B^2 + C^2} tg^2 w \quad \ldots\ldots \quad (5)$$

Schwingt das Ellipsoid um eine verticale Axe, welche mit den magnetischen Axen die Winkel ψ und ψ^1 bildet, in Bezug auf welche das Trägheitsmoment K ist, während dasselbe in Bezug auf die mittlere Axe B gleich K_b ist, so ergiebt sich die Schwingungsdauer ϑ aus der Gleichung:

$$\frac{\vartheta_b^2}{\vartheta^2} = \frac{K_b^2}{K^2} sin\,\psi\, sin\,\psi^1.$$

Die experimentelle Prüfung dieser Formeln hat Plücker mit zwei ungleichaxigen Ellipsoiden von weichem Eisen vorgenommen, deren Axen $A : B : C$ im Verhältniss von $\sqrt{400} : \sqrt{160} : \sqrt{100}$ standen, so dass ihre Kreisschnitte aufeinander senkrecht waren. Der längste Durchmesser des grösseren Ellipsoides betrug 3,16 Zoll, der des kleineren war halb so gross. Die Ellipsoide waren in einen in Grade getheilten Messingring gefasst, in dessen Ebene die längste und kürzeste Axe $2A$ und $2C$ fielen. Die Ellipsoide wurden vermittelst des Ringes zwischen den Polflächen eines grossen Elektromagnetes aufgehängt, deren Durchmesser 4 Zoll, deren Abstand 10,24 Zoll betrug, und zwar zur Controle abwechselnd so, dass die Aufhängungspunkte des Ringes abwechselnd rechts und links von dem einen und von dem anderen Endpunkt der einen Axe sich befanden.

Es wurde nun untersucht, wenn der Ring mit dem Ellipsoid am Ende der grossen Axe desselben oder an anderen um verschiedene Anzahlen Grade von demselben abstehenden Punkten aufgehängt wurde, bis zu welchem Grade des Ringes die mittlere und von welchem Punkt ab die grosse Axe des Ellipsoides sich in die Verbindungslinie der Pole stellte. Es ergab sich daraus der Grenzwinkel, bei dem die Einstellung wechselte, etwa gleich 29°. Bei diesem selbst würde das Ellipsoid in indifferentem Gleichgewicht sein, also einer der Kreisschnitte des Hülfsellipsoides in der horizontalen Schwingungsebene sich befinden. Der Winkel zwischen den magnetischen Axen betrüge mithin etwa $2 \times 29 = 58°$. — Wurde das kleinere Ellipsoid ohne den Messingring für sich so aufgehängt, dass die eine der drei Axen A, B, C vertical sich befand, so betrug das Quadrat der Schwingungszeiten:

$$\vartheta_b^2 = 88{,}51,\ \vartheta_c^2 = 130{,}19,\ \vartheta_a^2 = 178{,}22,$$

woraus sich beim Einsetzen in die Gleichung (4) ergeben würde

$$4{,}301 + 1{,}459 - 5{,}649 = 0.$$

Die Summe beträgt aber 0,111. Die Gleichung ist also sehr nahe

erfüllt. Aus Gleichung (5) würde sich der Winkel $w = 30^0\ 13'$ ergeben, während er vorher zu 29^0 gefunden war.

Es ist hiernach durch diese Versuche die Theorie von Poisson vollständig bestätigt.

239 Von besonderem experimentellem Interesse ist die Bestimmung der magnetischen Momente eines Rotationsellipsoides durch eine constante, in der Richtung seiner Rotationsaxe wirkende magnetisirende Kraft, z. B. durch den Erdmagnetismus M oder durch eine weite und lange Spirale, in deren Mitte das Ellipsoid eingelegt wird.

Für diesen Fall hat Neumann[1]) die folgenden Formeln mit Hülfe elliptischer Coordinaten entwickelt.

Es sei die Axe des grössten Kreisschnittes des Ellipsoides . . . $= r$

die Rotationsaxe . . . . $= \sqrt{r^2 - \lambda^2}$,

wo λ imaginär ist, wenn das Ellipsoid nach der Rotationsaxe verlängert ist;

das Volum des Ellipsoides . . . . $= v$

die Winkel zwischen den Coordinatenaxen, von denen eine Z mit der Rotationsaxe zusammenfällt und der Richtung der magnetisirenden Kraft . . . . $= l, n, p$

endlich sei $\sqrt{1 - \left(\frac{r}{\lambda}\right)^2}$ . . . . $= \sigma$,

so sind die Momente des Ellipsoides nach den drei Axen:

$$L = \frac{k\,v\,M \cos l}{1 + k\,A},\quad N = \frac{k\,v\,M\cos n}{1 + k\,A},\quad P = \frac{k\,v\,M \cos p}{1 + k\,C} \quad . \; . \; (1)$$

wo

$$A = -\,2\,\pi\,\sigma\,(\sigma^2 - 1)\left\{\frac{1}{2}\log\frac{\sigma + 1}{\sigma - 1} - \frac{\sigma}{\sigma - 1}\right\} \quad . \; . \; . \; (2)$$

$$C = +\,4\,\pi\,\sigma\,(\sigma^2 - 1)\left\{\frac{1}{2}\log\frac{\sigma + 1}{\sigma - 1} - \frac{1}{\sigma}\right\} \quad . \; . \; . \; . \; . \; (3)$$

Fällt die Richtung der magnetisirenden Kraft mit der der Rotationsaxe des Ellipsoides zusammen, so wird $L = 0$, $N = 0$, und es bleibt nur das magnetische Moment des Ellipsoides nach seiner Rotationsaxe

$$P = \frac{k\,v\,M}{1 + k\,C} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; (4)$$

Ist das Ellipsoid sehr flach, so wird $C = 4\,\pi$, also

$$P_0 = \frac{k\,v\,M}{1 + 4\,\pi\,k} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; (5)$$

Für eine Kugel wäre $C = \frac{4}{3}\pi$, also

[1]) Neumann, Crelle's Journal Bd. XXXVII, S. 44 u. folgde. 1848.* — Vgl. auch Weber, Maassbestimmungen, Thl. III. S. 554.*

$$P_t = \frac{k\,v\,M}{1 + \frac{4}{3}\pi k} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

Für ein sehr lang gestrecktes Ellipsoid endlich ist $C = 0$

$$P_l = k\,v\,M \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

Je länger das Ellipsoid bei gleichem Volum gestreckt wird, desto grösser wird das magnetische Moment bei gleich bleibender magnetisirender Kraft M.

Für ein sehr gestrecktes Ellipsoid, als welches man annähernd einen längeren magnetisirten Stab von gleicher Länge und gleichem Volum betrachten kann, wird mit Aenderung der Länge bei gleich bleibendem Querschnitt das Moment der Länge proportional wachsen, und bei gleicher Länge ebenso proportional dem Querschnitt, d. i. dem Quadrate des Radius zunehmen.

Liegt ein Rotationsellipsoid in einer Magnetisirungsspirale, so dass die Axen beider zusammenfallen, und ist der Abstand des Mittelpunktes des Ellipsoides von beiden Grundflächen derselben gleich γ_I und γ_{II}, so ergiebt sich das Moment des Ellipsoides nach Neumann:

$$P = \frac{-\frac{4}{\sqrt{2}}\pi^2 k\,i\,n\,\sigma_0\,(\sigma_0{}^2 - 1)}{1 + 4\pi k\sigma\left(\frac{1}{\sigma} - \frac{1}{2}\log\frac{\sigma+1}{\sigma-1}\right)}\,x \times$$

$$\left\{\begin{aligned} &\gamma_{II}\left[(\sigma_{II}{}^2 - 1)\left(\lambda^2 + \frac{\gamma_{II}{}^2}{\sigma_{II}{}^2}\right)\left(\frac{1}{\sigma_{II}} - \frac{1}{2}\log\frac{\sigma_{II}+1}{\sigma_{II}-1}\right) + \frac{1}{\sigma_{II}}\left(\lambda^2 + \frac{1}{3}\,\frac{\gamma_{II}{}^2}{\sigma_{II}{}^2}\right)\right. \\ &\left.-\gamma_I\left[(\sigma_I{}^2 - 1)\left(\lambda^2 + \frac{\gamma_I{}^2}{\sigma_I{}^2}\right)\left(\frac{1}{\sigma_I} - \frac{1}{2}\log\frac{\sigma_I+1}{\sigma_I-1}\right) + \frac{1}{\sigma_I}\left(\lambda^2 + \frac{1}{3}\,\frac{\gamma_I{}^2}{\sigma_I{}^2}\right)\right.\end{aligned}\right\}$$

wo i die Intensität des Stromes in der Spirale, n die Anzahl ihrer Windungen, σ, λ, k die oben erwähnten Constanten sind; die Werthe σ_I und σ_{II} sich aber als Wurzeln der Gleichung

$$\frac{R^2}{1-\sigma^2} - \frac{\gamma^2}{\sigma^2} = \lambda^2$$

ergeben, in der R den Radius der Grundflächen der Spirale bezeichnet. — Diese Formeln gelten sowohl, wenn das Ellipsoid ganz in der Spirale liegt, als wenn es theilweise oder ganz ausserhalb derselben sich befindet.

Für einen dünnen und sehr langen Stab vom Radius a und der Länge 240
2λ, der an jeder Stelle einer gleichen magnetisirenden Kraft f unterworfen ist, berechnet Green [1]) aus der allgemeinen Formel den freien Magnetismus, welcher an jeder, um die Länge x von der Mitte entfernten Stelle der Oberfläche des Stabes von der Länge dx angehäuft ist:

---

[1]) Green, l. c.

$$m = \frac{3\,g\,f\,\beta\,a^2}{4\,(1-g)}\,\frac{e^{\beta x} - e^{-\beta x}}{e^{\beta\lambda} + e^{-\beta\lambda}}\,dx.$$

In dieser Formel ist g die von dem Stoff des Stabes abhängige magnetische Constante, β gleichfalls eine Constante. Setzt man in dieser Formel die Constante

$$\frac{3\,g\,f\,\beta\,a^2}{4\,(1-g)\,(e^{\beta\lambda} + e^{-\beta\lambda})} = A \text{ und } \beta = -\log\mu,$$

so erhält man au Stelle dieser Formel die andere:

$$m = A\,(\mu^{-x} - \mu^{+x})\,d\,x.$$

Diese Formel hatte auch Biot früher durch eine freilich nicht ganz strenge Betrachtung in folgender Weise abgeleitet. — Es sei der an beiden Enden eines Magnetstabes NS von der Länge $2l$ angehäufte freie Magnetismus $\pm A_l$, die Zahl der magnetischen Elemente, welche auf der Länge $2l$ des Stabes verbreitet sind, $2n$.

Zwischen einem um die Länge ξ von N entfernten Punkte C und N werden daher $\frac{\xi\,n}{l}$, zwischen C und S aber $\frac{(2l-\xi)\,n}{l}$ Elemente liegen. Nimmt man dann an, dass der freie Magnetismus sich je von Element zu Element durch den ganzen Stab hindurch in dem gleichen Verhältniss von 1 zu μ_0 ändert, so ist er in C in Folge der von beiden Polen ausgehenden Vertheilung:

$$m = A_l\left(\mu_0^{\frac{\xi n}{l}} - \mu_0^{\frac{(2l-\xi)n}{l}}\right).$$

Wir wollen in dieser Formel den Werth $\mu_0^{\frac{n}{l}} = \mu$ setzen. Bezeichnen wir sodann den Abstand der einzelnen Punkte des Stabes von seiner Mitte mit x, so wird $\xi = l - x$, $2l - \xi = l + x$. Werden diese Werthe in die Formel eingeführt, und $-A_l\,\mu_0^{\,l} = A$ gesetzt, so ist

$$m = A\,(\mu^{x} - \mu^{-x}),$$

welche Formel mit der oben angeführten identisch ist.

Aus dieser Formel ergiebt sich nach Green das magnetische Moment des Stabes zu

$$const = \frac{3\,g\,f\,a^2}{2\,\beta\,(1-g)}\left\{\beta\,\lambda - \frac{1-e^{-2\beta\lambda}}{1+e^{-2\beta\lambda}}\right\} = P\left\{\beta\,\lambda - \frac{1-e^{-2\beta\lambda}}{1+e^{-2\beta\lambda}}\right\}$$

241 Aus der Bestimmung der magnetischen Momente gleichgestalteter Ellipsoide aus verschiedenem Stoff unter Einwirkung derselben magneti-

---

1) Biot, Traité de Physique T. III, p. 76. 1816.* — 2) S. auch Kirchhoff, Crelle's Journ. Bd. XLVIII, S. 348. 1854.* Ueber den Magnetismus unbegrenzter Cylinder von weichem Eisen. — Plana, Mémoire sur la théorie du magnétisme. Astron. Nachrichten T. XXXIX, p. 225 u. 305. 1854; T. XLII, p. 1 u. 201. 1855. (Wirkung einer Hohlkugel auf einen inneren und äusseren Punkt).

sirenden Kraft lässt sich der Werth der magnetischen Inductionsconstante k ableiten, welche wir als das durch die magnetisirende Kraft Eins in der Volumeinheit inducirte magnetische Moment bezeichneten. Nehmen wir ein unendlich gestrecktes Ellipsoid, dessen Moment $P_l = k v M$ ist (§. 239), setzen seine Masse $v = 1$, und die magnetisirende Kraft $M = 1$, so wird das Moment $P_l = k$.

Die Constante k entspräche also dem Moment eines unendlich gestreckten Ellipsoides von dem Volum Eins, welches der magnetisirenden Kraft Eins unterworfen ist.

Messen wir also die magnetischen Momente P gleich langer und dicker Stäbe von verschiedenem Stoff, deren Längsdimension gegen die Querdimension sehr gross ist, während sie gleichen magnetisirenden Kräften unterworfen sind, z. B. in einer Magnetisirungsspirale sich befinden, so würden ihre Momente direct den Constanten k für die verschiedenen Stoffe entsprechen. Dass dieselben auch aus der Vergleichung der Wirkung einer hohlen und massiven Kugel auf eine Magnetnadel sich ergeben würden, folgt aus §. 236 und 237.

Wollten wir die magnetische Constante auf die Masseneinheit beziehen, so müsste in allen vorhergehenden Formeln dieselbe mit dem specifischen Gewicht der Körper multiplicirt werden.

II. Verschiedene Formen der Magnete und Elektromagnete. 242

Bei der experimentellen Untersuchung der Gesetze der Magnete und Elektromagnete hat man die verschiedenen Formen zu beachten, welche denselben gegeben werden. — Wir wollen in dieser Beziehung zwei Gruppen von Magneten unterscheiden:

1. Die Magnete, deren Axe nicht eine in sich zurücklaufende geschlossene Curve bildet.

Zu diesen Magneten gehören die Stäbe, welche durch irgend eine Kraft, sei es durch Herumleiten eines galvanischen Stromes oder durch den Einfluss des Erdmagnetismus oder durch Streichen mit einem anderen Magnetstab temporär oder permanent magnetisirt werden. — Diese Stäbe können geradlinig sein, oder auch in beliebige Formen, z. B. Hufeisenform, gebogen werden.

2. Die Magnete, deren Axe eine in sich zurücklaufende geschlossene Curve bildet.

Es sind dies die vielfach abgeänderten Formen der Magnete, deren Grundtypus ein Hufeisen ist, gegen dessen Endflächen ein weicher Eisenstab als Anker gelegt wird, und die namentlich zur Hervorbringung von Anziehungserscheinungen gegen den Anker benutzt werden.

Je nach der angewandten Säule wird man die Länge und Dicke des Drathes eines Elektromagnetes bei gleichem Metallgewicht so wählen, dass die magnetisirende Wirkung des Stromes auf den Magnet ein Maximum wird. Dies geschieht, wenn der Widerstand der um die Schenkel des Hufeisens gelegten Windungen gleich dem der Säule und der übrigen Drathleitung ist (vergl. die §. 194 ausgeführte Rechnung).

243 Von diesen Magneten wollen wir hier nur einige der wichtigeren aufführen.

Die gewöhnliche Hufeisenform erhalten meist die permanent magnetisirten Stahlmagnete. Man bildet dieselben, wenn man bedeutende Tragkräfte gegen den vorgelegten Anker erzielen will, aus mehreren Lamellen, die mit ihren gleichnamigen Polen über einander gelegt werden. Da indess bei unmittelbarer Berührung derselben jede Lamelle in der daneben liegenden einen ihrer permanenten Magnetisirung entgegengesetzte temporäre Magnetisirung erzeugen und dadurch ihren Magnetismus schwächen würde, so ordnet man die Lamellen so, dass ihre Polflächen treppenartig über einander liegen, Fig. 151. Dann verstärken im Gegentheil die weiter zurückliegenden Lamellen den Magnetismus der weiter vorliegenden, indem sie die an den Enden der letzteren liegenden Mo-

Fig. 151.

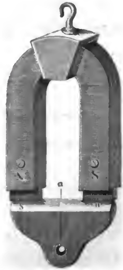
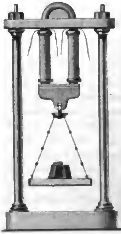


Fig. 152.



leküle durch ihre Einwirkung noch stärker in die magnetischen Lagen richten, als sie für sich gerichtet waren.

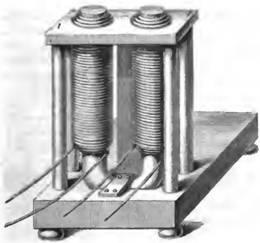
Von einem gewöhnlichen hufeisenförmigen Elektromagnet von weichem

Eisen giebt Fig. 152 ein Bild. Die Umwindungen des Hufeisens mit übersponnenem Kupferdrath müssen sorgfältig von dem Eisen isolirt sein. Zuweilen umwindet man auch nur den einen Schenkel des Hufeisens mit der Spirale, wo dann derselbe eine stärkere Polarität am Ende zeigt, als der andere (die sogenannten „hinkenden“ Magnete) [1].

Sehr grosse und kräftige Hufeisenelektromagnete hat man in der neueren Zeit zur Anstellung der Versuche über den Diamagnetismus der Körper (siehe dieses Capitel) construirt. 244

Die einen dieser Hufeisenmagnete bestehen aus einem grossen, dicken hufeisenförmig gekrümmten Eisenstab, Fig. 153, der in einem Gestell vertical mit seinen Endflächen nach oben aufgestellt wird, und dessen

Fig. 153.



beide Schenkel mit Spiralen von übersponnenem Kupferdrath umgeben werden. Zweckmässig werden diese Spiralen auf Cylinder von Messingblech gewickelt, welche (zur Vermeidung von Inductionsströmen beim Schliessen und Oeffnen des durch die Spiralen geleiteten Stromes) an einer Seite aufgeschlitzt sind. Man kann dann die Spiralen von den Schenkeln des Magnetes entfernen.

Einen solchen Magnet hat u. A. Faraday [2]) angewandt, dessen Eisenkern 46″ engl. (1,168 Meter) lang und 3,75″ (9,5 Centimeter) dick war, und der so gebogen war, dass seine Polenden 6″ (15 Centimeter) von einander entfernt waren. Jeder Schenkel dieses Magnetes war mit einer Spirale von Kupferdrath von 16 Zoll (40 Ctm.) Länge umgeben. Die Ge-

[1]) Du Moncel, Compt. rend. T. XLV, p. 67. 1857.* — [2]) Faraday, Exp. Res. Ser. XX, §. 2247.*

sammtlänge des Drathes auf beiden Spiralen betrug 522 Fuss (159,8 Meter), die Dicke desselben 0,17″ (4 Millimeter).

Bei grösseren Magneten dieser Art setzt man auch wohl auf ein parallelepipedisches Eisenstück zwei verticale cylindrische Eisenstäbe, und umgiebt jeden derselben mit je zwei auf einander stehenden Spiralen, deren jede die halbe Höhe der Eisencylinder hat und mit zwei oder vier parallel liegenden, mit Seide oder Baumwolle übersponnenen Kupferdräthen umwunden ist. Die Enden dieser Dräthe sind an besonderen Klemmschrauben befestigt, die auf einem an den Spiralen angebrachten Brett aufgesetzt sind. Man kann dann je nach der Natur der angewandten Säule die Dräthe der Spiralen beliebig neben oder hinter einander verbinden, so dass man das Maximum der magnetischen Wirkung erhält. — Die Schenkel des auf diese Weise construirten Magnetes des physikalischen Cabinetes zu Berlin sind $22^{1}/_{4}''$ (58 Ctm.) lang, 4,12″ (10,8 Ctm.) dick, und ihre Axen haben einen Abstand von 14″ (36,6 Ctm.). Das Eisenstück, auf dem sie stehen, ist 18,5″ (48,4 Ctm.) lang, 5″ (13 Ctm.) breit, 2,25″ (15,9 Ctm.) dick. Jede der vier dieselben umgebenden Spiralen ist mit etwa $58^{1}/_{2}$ Pfund (29,2 Kilogr.) Kupferdrath von 2,25 Millimeter Durchmesser umwunden, der in vier parallelen Windungsreihen etwa 12 bis 1300 Windungen bildet [1]).

Will man verschiedene Körper dem magnetischen Einfluss aussetzen, so legt man auf die Polflächen dieser Magnete vorn zugespitzte (Fig. 154) oder abgeflachte (Fig. 155) parallelopipedische Halbanker von weichem

Fig. 154.

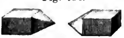


Fig. 155.



Eisen, die ihre Spitzen oder Endflächen einander zukehren, und bringt zwischen letztere jene Körper.

245 Eine andere sehr zweckmässige Einrichtung dieser Magnete ist die von **Ruhmkorff** [2]) ausgeführte.

Auf einer Eisenplatte *K*, Fig. 156, lassen sich vermittelst zweier Schrauben die winkelförmigen Eisenstücke *O* und *O′* verschieben, in welche oberhalb zwei horizontale (zweckmässig röhrenförmige) Eisencylinder befestigt sind, deren Axen in einer geraden Linie liegen. Auf diese Cylinder werden Spiralen *M*, *N* von Kupferdrath geschoben, deren Leitungsdräthe zu dem Commutator *H* führen, welcher mit den Polen der Säule verbunden wird. In die Eisencylinder lassen sich an ihren einander gegenüberstehenden Enden abgeflachte oder halbrunde Eisenstücke als Halbanker einsetzen, die man durch Schraubenvorrichtungen einander nähern und von einander entfernen kann. Zwischen diesen Halbankern werden die zu untersu-

[1]) **Dub**, Elektromagnetismus S. 59.* — [2]) **Ruhmkorff**, Compt. rend. T. XXIII, p. 417 u. 538, 1846.*

chenden Substanzen an Coconfäden aufgehängt oder auf ein hoch und nieder zu stellendes Tischchen *c* gelegt.

Man hat die Form der Hufeisenelektromagnete noch vielfach abgeändert, namentlich um ihre Tragkraft bei Anwendung gleicher magnetisirender Kräfte bedeutend zu erhöhen. So hat Joule [1]) eine 1″ dicke, 22″ lange und in der Mitte 12″ breite, gegen die Enden bis zu einer Breite von 3 Zoll spitz zulaufende Eisenplatte so umgebogen, dass ihre Enden 12″ aus einander standen. Diese Platte wurde mit 204 Pfund Kupferdrath umwickelt. Jeder Quadratzoll ihrer Polflächen trug beim Hindurchleiten eines Stromes durch den Drath etwa 175 Pfund. 246

Ein anderer Magnet von Joule [2]) besteht, Fig. 157, aus einem massiven Cylinder von Eisen von etwa $2^1/_2$ Zoll Dicke und 8 bis 10 Zoll Länge, durch den der Länge nach ein Loch von etwa $^3/_4$ bis 1″ Weite

Fig. 156.

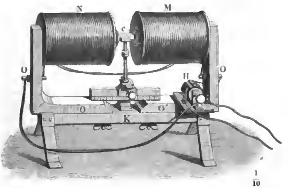
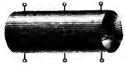


Fig. 157.



gebohrt wird. Man schneidet diesen Cylinder der Länge nach so auf, dass der Schnitt das innere Loch in einer etwa $^1/_2$″ langen Sehne schneidet. Beide Hälften werden genau auf einander geschliffen und erhalten Haken zum Aufhängen. Der stärker gebogene, als Elektromagnet dienende Theil wird der Länge nach mit Drath (21 Kupferdräthe von $^1/_{25}$ Zoll neben einander) umwunden, und durch diesen der Strom geleitet. Diese Magnete zeichnen sich durch eine grosse Tragkraft aus. Ein solcher 15 Pfund schwerer Magnet trug im Maximum 2030 Pfund.

Durch eine Combination mehrerer solcher Magnete hat Joule noch

[1]) Joule, Phil. Mag. (4) T. III, p. 32. 1852.* — [2]) Joule, Annals of Electr. T. V, p. 187; Pogg. Ann. Bd. LI, S. 371. 1840.*

stärkere Tragkräfte erhalten. Auf einem Messingring, Fig. 158 a, waren radial eine Anzahl rinnenförmiger Eisenstücke, Fig. 158 b, geschraubt, und schlangenförmig um dieselben feine Eisendräthe herumgelegt, durch die der Strom geleitet wurde. Als Anker wurde zu diesem Magnet eine ebenso

Fig. 158 a.

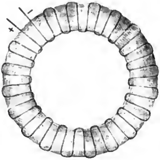
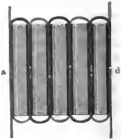


Fig. 158 b.



Fig. 159.



grosse Messingplatte wie die des Magnetes benutzt, auf die entsprechend den rinnenförmigen kleinen Magneten parallelepipedische Eisenstücke geschraubt waren.

Abgeänderte Formen dieser Magnete, bei denen man namentlich eine grosse Tragkraft erzielen wollte, sind in grosser Zahl angegeben worden; so z. B. der Magnet von M. Roberts[1]), Fig. 159, welcher aus einer mit parallelen Einschnitten versehenen Eisenplatte besteht, in welche die Drathwindungen eingelegt sind, und gegen die eine zweite Platte als Anker gegenliegt; oder der Magnet von Radford, bei dem eine kreisförmige Eisenplatte als Magnet benutzt wird, in welche eine Rinne in Form einer flachen Spirale eingegraben wird, in welche ein Drath eingelegt wird, der auch nachher um die Peripherie der Platte umgewunden wird. Auch hier dient eine zweite Eisenplatte als Anker u. s. f.

Statt zweier Schenkel kann man einem Hufeisen auch drei und mehrere Schenkel geben, und dasselbe so aus einer beliebigen Anzahl von parallelen Eisenstäben bilden, welche alle neben einander auf eine Eisenplatte aufgeschraubt oder an einander geschweisst sind und abwechselnd in entgegengesetzter Richtung mit Drath umwickelt werden. Wird dann der Strom durch letzteren geleitet, so erhalten die abwechselnden Schenkel entgegengesetzte Polarität. (*Aimants bi-, tri- et multifurqués* von Nicklès[2]). Auch hier kann man die Drathwindungen auf einzelnen Schenkeln fortlassen oder sie verschieden vertheilen.

---

1) Roberts, Sturgeon's Ann. of El. T. VI, p. 166. 1841; Radford ibid. p. 231.

2) Nicklès, Institut. 8. Dec. 1852, Ann. de Chim. et de Phys. [2] T. XXXVII, p. 399. 1853.* l. c., Les électro-aimants. Paris 1860.* — Eine eigene Nomenclatur hat Nicklès für diese verschiedenen Sorten der Elektromagnete erfunden. Er nennt die Stabmagnete (électro-aimants à branches), seien sie geradlinig oder in Hufeisenform,

Während bei diesen Magneten nur der innere Raum der Drathspiralen 247
einen Eisenkern umschliesst, haben Guillemin[1]) und Romershausen[2]) auch die äussere Fläche derselben mit einer Eisenhülle umgeben. Der so gebildete „Glockenmagnet" Romershausen's, Fig. 160, besteht aus einem Cylinder von weichem Eisen von 9 Millimeter Durchmesser und 84 Millimeter Länge, der von einer Drathspirale umgeben ist. Dieselbe ist von einem genau passenden Eisenblechcylinder von 2 Millimeter Dicke umschlossen, dessen eines Ende mit dem Ende des Eisencylinders in der Spirale durch eine genau aufgeschliffene Eisenplatte verbnnden ist. Auch auf das andere Ende des Eisencylinders wird eine eben solche Platte

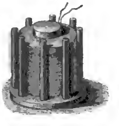
Fig. 160.



Fig. 161.



Fig. 162.



als Anker gelegt. — Während der innere Eisenkern für sich beim Hindurchleiten eines Stromes eines Bunsen'schen Elementes nur 6 Loth trug, trug derselbe mit der Blechhülle zusammen 384 Loth.

Bei diesen Magneten kann man nach Nicklès die äussere Hülle der Spirale auch durch eine Anzahl von zwei oder mehreren Eisenstäben, Fig. 161 und 162, ersetzen, welche rings um die Spirale gestellt sind, und unterhalb zusammengeschweisst oder auf eine Eisenplatte geschraubt sind, welche auch den inneren Eisenkern der Spirale trägt.

Andere Formen sind die zuerst von Weber[3]) construirten Radmagnete oder circulären Magnete, welche im Wesentlichen aus einem 248

---

oder mit mehreren Schenkeln versehen: geradlinig, bifurqué, trifurqué, multifurqué; sind die Pole der ersten beiden Sorten gleich oder verschieden stark polarisirt, so heissen sie isodynam oder heterodynam; sind sie durch eine oder mehrere Spiralen erregt, mono-, di-, polyknem; sind die Spiralen abwechselnd in gleichem oder entgegengesetztem Sinne gewunden, entstehen also Folgepunkte oder nicht, so heissen die Magnete epallel oder enallel, wo im letzten Falle die Pole an den Enden wieder isonom oder antinom sein können, wenn die Zahl der Spiralen gerade oder ungerade ist. Bei den circulären und paracirculären Magneten unterscheidet Nicklès mono-, di-, ossa-, esso-, pleokneme Magnete, je nachdem die Zahl der Magnetisirungsspiralen 1, 2, ebenso gross, kleiner oder grösser ist als die der Scheiben, an deren Rändern die Pole entstehen. Auch hier können die Radmagnete wie die él.-aim. à branches epallel oder enallel, iso- oder heterodynam, und an den Rändern uni- oder bipolar sein u. s. f. Auf diese Weise theilt Nicklès die Elektromagnete in 12 Familien, 38 Genera, 1 Subgenus (eine eiserne Schraube, in deren Gänge die Magnetisirungsspirale gewunden ist), 71 Arten, viele Varietäten u. s. f. ein. — [1]) Guillemin, Compt. rend. T. XXII, p. 433. 1846.* — [2]) Romershausen, Dingl. Journ. Bd. CXX, S. 358. 1850. — [3]) W. Weber, Resultate 1840. S. 50.*

Eisencylinder bestehen, in den eine oder mehrere peripherische Rinnen eingedreht sind, in welche Windungen von übersponnenem Kupferdrath eingelegt sind, Fig. 163 a u. 163 b. Die zu beiden Seiten jeder Windungslage befindlichen peripherischen Stellen des Cylinders haben dann je nach der Richtung der Windungen entgegengesetzte Polarität und ziehen quer über sie gelegte Eisenschienen an.

Fig. 163 a.

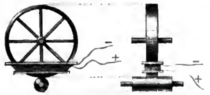


Fig. 163 b.



In einer anderen Weise hat Nicklès[1]) diese Polarität an dem Umfange von Eisenscheiben hervorgebracht, indem er kreisförmige Eisenscheiben oder Räder, Fig. 164, die um eine Axe drehbar waren, durch eine Anzahl von Drathwindungen hindurchgehen liess, welche in der Richtung von Sehnen der Eisenscheiben gewunden waren. Man konnte dadurch bewirken, dass die Scheiben an einem oder mehreren Punkten der Peripherie die entgegengesetzte Polarität, wie in ihrem Centrum, zeigten. Auch mehrere Eisenscheiben wurden auf eine gemeinsame Eisenaxe gestellt und erhielten ebenfalls, indem sie alle durch ähnliche Drathwindungen hindurchliefen, an ihren Peripherieen entgegengesetzte Polaritäten. (Vgl. im Capitel magnetische Reibung.) Nicklès nennt diese Magnete „paracirculäre Magnete“.

Fig. 164.



III. Verhalten von Magneten und Elektromagneten, deren Axe keine in sich geschlossene Curve bildet.

1. Experimentelle Bestimmungsmethoden.

Wir wenden uns nun zur experimentellen Bestimmung der magnetischen Momente der Körper als Ganzes und in ihren einzelnen Theilen.

[1]) Nicklès, Brévet d'invention 1851; Electro-aimants. Paris 1860. p. 137.*

und betrachten dabei zuerst die Magnete, deren magnetische Axen nicht eine in sich geschlossene Curve bilden, also vorzüglich geradlinige Stäbe.

Bei der experimentellen Untersuchung des Verhaltens dieser Körper wird man nur dann möglichst einfache Resultate erhalten, wenn man auf alle Theile derselben die magnetisirenden Kräfte in gleicher Richtung und Intensität wirken lässt.

Wir besitzen verschiedene Mittel, durch welche wir dies erreichen können.

Einmal können wir die Körper nur dem Einflusse des Erdmagnetismus aussetzen. Die magnetisirende Kraft wirkt dann auf die einzelnen Moleküle der Körper in der Inclinationsrichtung. Die magnetischen Fluida in denselben werden in dieser Richtung in bestimmten Quantitäten geschieden, so dass das Südfluidum sich nach oben, das Nordfluidum sich nach unten wendet, oder die Molekularmagnete werden durch die erdmagnetische Kraft so um ihren Schwerpunkt gedreht, dass ihre Nordpole mehr oder weniger nach unten sich wenden.

Die magnetisirende Kraft ist in diesem Falle indess nur schwach und nicht in verschiedener Intensität zu erhalten.

Man könnte auch die Körper in etwas grösserer Entfernung von dem einen Pole eines grossen geradlinigen Elektromagnetes, z. B. eines 5 bis 10 Centimeter dicken und 40 bis 60 Centimeter langen in einer Drathspirale liegenden Eisenstabes, aufstellen. Die vom Magnete auf den Körper ausgeübte Kraft ist dann, wenn letzterer nicht sehr gross ist, für die dem Magnete näheren und entfernteren Theile dieselbe. Indess wäre sie immer wegen der grösseren Entfernung des Körpers vom Magnete nur klein. 250

Besser würde man die Körper zwischen die beiden entgegengesetzten Pole eines kräftigen Magnetes oder Elektromagnetes bringen.

Zu diesem Zwecke kann man sich namentlich der Fig. 153 und 156 abgebildeten Elektromagnete bedienen. Verdet[1]) hat nachgewiesen, dass die magnetische Kraft, mit welcher diese Magnete bei Auflegen von prismatischen Ankern (Fig. 155) auf die zwischen ihre Pole gebrachten Körper wirken, in einem ziemlich bedeutenden Raum, nur nicht gerade unmittelbar an den Polflächen, constant ist. Auch hier ist indess das Feld nur klein, in welches die Körper gebracht werden können, so dass diese Methode für grössere Körper kaum anwendbar ist. Auch ist die Untersuchung ihres magnetischen Momentes wegen der starken magnetischen Wirkungen der Pole des Magnetes selbst nur mit einer gewissen Schwierigkeit auszuführen.

---

1) Verdet, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XLI, p. 377. 1854* (vergl. das Capitel: Drehung der Polarisationsebene).

251 Besser ist es, die Magnetisirung der Körper durch galvanische Ströme zu bewirken.

Wir haben schon §. 142 angeführt, dass die Kraft, mit der eine vom Strom durchflossene Spirale, deren Länge mindestens 40 mal grösser ist, als ihr Durchmesser, auf ein in ihrer Axe liegendes magnetisches Theilchen in der Richtung der Axe selbst wirkt, nur um $^1/_{100}$ sich ändert, wenn das Theilchen von der Mitte der Spirale etwa um $^7/_{16}$ ihrer Länge gegen ihre Enden hin verschoben wird.

Legt man daher Körper von wesentlich linearen Dimensionen in die Mitte einer Spirale ein, die wenigstens 40 mal länger ist als die Stäbe, und deren Durchmesser gegen den der Stäbe bedeutend ist, so ist die Kraft, mit der die in den einzelnen Molekülen enthaltenen magnetischen Fluida von einander geschieden werden, oder die magnetischen Moleküle aus ihrer gewöhnlichen Gleichgewichtslage in diejenige überführt werden, bei welcher ihre Axen der Axe der Spirale mehr oder weniger parallel werden, an allen Theilen der Stäbe nahezu gleich. Man pflegt diese Kraft mit dem Namen der elektromagnetischen Scheidungskraft zu bezeichnen.

Ist die Spirale nicht sehr weit im Verhältnisse zu dem Durchmesser der in ihrer Axe liegenden Stäbe, so werden nach den Betrachtungen des §. 146 u. flgde. die einzelnen magnetischen Theilchen der Stäbe, welche nicht in der Axe der Spirale liegen, ausser in der Richtung der Axe der Spirale, noch durch Kräfte sollicitirt, welche gegen die ihnen zunächst liegenden Seiten der Spirale gerichtet sind, und die um so stärker sind, je näher die Theilchen diesen Seiten liegen. Dann ist also die Richtung der magnetisirenden Kräfte nicht mehr annähernd dieselbe.

252 Man kann indess nach Neumann diesen Zweck mit sehr grosser Annäherung erreichen, wenn man einen ähnlichen Kunstgriff anwendet, wie bei der Construction der Gaugain'schen Tangentenbonssole. Wir haben §. 148 erwähnt, dass wenn man zwei gleiche und in gleicher Richtnng vom Strom durchflossene Drathkreise parallel einander gegenüberstellt, so dass ihre Ebenen um die Länge ihres Radius von einander entfernt sind, in einem in der Mitte zwischen beiden Stromkreisen liegenden kugelförmigen Raum, dessen Radius nur $^1/_4$ — $^1/_5$ des Radius der Drathkreise beträgt, die Componente der magnetischen Kraft, welche in der auf der Ebene der Kreise verticalen Richtung wirkt, sich nur sehr wenig ändert, die Componente, welche parallel den Ebenen wirkt, aber nur höchstens $^1/_{400}$ der ersteren beträgt. Man kann also in diesem kugelförmigen Raum die magnetisirende Kraft als constant ansehen. Durch Vermehrung der Zahl der Drathkreise nach dem §. 148 mitgetheilten Gesetze kann dieser letztere Zweck noch vollständiger erreicht werden.

253 Leider hat man nur in sehr wenigen Versuchsreihen sich bemüht, durch das eine oder andere der oben erwähnten Hülfsmittel die magnetisirende Kraft auf alle Theile der magnetischen Körper in gleicher Inten-

sität und Richtung wirken zu lassen. Nur in den Fällen, wo die Gestalt der magnetisirten Körper nicht wesentlich in Betracht kommt, wo man also z. B. nur die allgemeineren, mehr qualitativen Verhältnisse der Magnetisirung, oder den Einfluss der Intensität der magnetisirenden Kraft auf die Stärke des in einem Körper erregten Magnetismus bei sonst gleich bleibenden Umständen erforschen will, kann man daher allgemeiner gültige Resultate aus den experimentellen Ergebnissen vieler Beobachter ableiten. Wo man aber den Einfluss der Gestalt der Körper auf ihre Magnetisirung untersuchen wollte, ohne obigen Bedingungen Genüge zu leisten, konnten selbst die zahlreichsten und sorgfältigsten Beobachtungen durchaus nicht zu allgemeineren Gesetzen führen. Hieraus erklären sich die Verschiedenheiten der Gesetze, welche verschiedene Physiker in diesem Gebiete gefunden haben wollen.

Die meisten der im Folgenden aufgeführten Resultate bewahren daher leider nur gerade unter den besonderen Bedingungen jedes Versuches ihre Richtigkeit, und haben so nur eine beschränkte wissenschaftliche Bedeutung, obgleich ihnen ein praktischer Werth für die Constrution elektromagnetischer Maschinen u. dgl. m. nicht abzusprechen ist.

Die Bestimmung des Magnetismus von Körpern kann geschehen, in- 254
dem man das magnetische Moment derselben als Ganzes auf die eine oder andere Weise misst, oder indem man das magnetische Moment ihrer einzelnen Theilchen untersucht.

Das magnetische Moment eines temporär und permanent magnetischen Körpers, z. B. eines Stabes, dessen magnetische Hauptaxe mit seiner Längsrichtung zusammenfällt, kann hauptsächlich in folgenden verschiedenen Weisen bestimmt werden:

1. Man stellt den Körper, während er sich unter dem Einfluss der magnetisirenden Kraft befindet, also z. B. in einer von Strom durchflossenen Magnetisirungsspirale liegt, so auf, dass seine magnetische Axe senkrecht gegen die Richtung des magnetischen Meridians liegt. In der Verlängerung der Axe stellt man, am besten in einer grösseren Entfernung, eine auf einer Spitze oder besser an einem Coconfaden schwebende Magnetnadel oder einen kleinen in einer dicken Kupferhülse schwebenden magnetisirten Stahlspiegel auf, und beobachtet die Ablenkungen dieses Magnetes einmal unter Einfluss der magnetisirenden Kraft allein, z. B. der Magnetisirungsspirale für sich, dann unter dem Einflusse der letzteren und des eingelegten magnetischen Körpers; endlich noch einmal nach Aufhebung der magnetisirenden Kraft des die Spirale durchfliessenden Stromes.

Aus den Ablenkungen α_I, α_{II}, α_{III} der Magnetnadel kann man nach den Anleitungen der §§. 157 u. flgde. die magnetischen Momente M_I, $M_I + M_{II}$, M_{III} berechnen, mit denen die magnetisirende Kraft (die Magnetisirungsspirale) allein, dieselbe vereint mit dem in ihr befindlichen temporär magnetisirten Körper, endlich der durch den Strom permanent magnetisirte Körper auf die Nadel wirkt. Ist die horizontale Compo-

nente T des Erdmagnetismus in absolutem Maasse ausgedrückt, so erhält man jene Momente auch in absolutem Maasse, und zwar ist, wenn der Abstand r der Nadel von der Mitte des magnetisirten Körpers gegen seine Dimensionen bedeutend ist:

$$M_I = \tfrac{1}{2} r^3 \, T \, tg\, \alpha_I, \qquad M_I + M_{II} = \tfrac{1}{2} r^3 \, T \, tg\, \alpha_{II},$$
$$M_{III} = \tfrac{1}{2} r^3 \, T \, tg\, \alpha_{III}.$$

Die letzte dieser Gleichungen giebt direct das magnetische Moment des permanent magnetisirten Körpers; die Differenz der beiden ersten

$$M_{II} = \tfrac{1}{2} r^3 \, T (tg\, \alpha_{II} - tg\, \alpha_I)$$

das Moment des temporär magnetisirten Körpers. Man bezeichnet diese Art der Messung des magnetischen Momentes eines Körpers auch wohl mit dem Namen der Messung seines freien (nach aussen wirkenden) Magnetismus.

2. Weniger für temporär, als für permanent magnetisirte Körper könnte man auch durch Messung ihrer Schwingungsdauer t und Bestimmung ihres Trägheitsmomentes K ihr magnetisches Moment in absolutem Maasse ausdrücken. Dasselbe wäre nach §. 156

$$M = \frac{\pi^2 K}{t^2 T}.$$

Indess ist diese Methode weniger bequem als die zuerst angeführte.

255 3. Auch kann man das magnetische Moment eines Körpers bestimmen, indem man auf einen in die ostwestliche Richtung gelegten horizontalen Maassstab eine Magnetnadel stellt, auf dem Maassstab von der einen Seite den magnetischen Körper gegen die Nadel schiebt, so dass seine Axe in die Ostwestlinie fällt und nun die abgelenkte Nadel durch Heranschieben eines Magnetstabes von bekanntem Moment von der anderen Seite her in den magnetischen Meridian zurückführt (vgl. §. 225).

Ist der Abstand der Mitte der magnetischen Axe des Körpers und Magnetstabes von der Magnetnadel gleich r und r_I, sind die Abstände der Pole derselben, also die Längen der magnetischen Axen $2a$ und $2a_I$, die an den Polen angehäuften Magnetismen $\pm m$ und $\pm m_I$, so ist

$$\frac{4\,r a m}{(r^2 - a^2)^2} = \frac{4\,r_I a_I m_I}{(r_I^2 - a_I^2)^2}.$$

Bezeichnet man die magnetischen Momente des Körpers und Stabes $2am = M$, $2a_I m_I = M_I$, so findet man

$$M = \frac{r_I}{r} \left(\frac{r^2 - a^2}{r_I^2 - a_I^2}\right)^2 M_I.$$

Ist der elektromagnetische Körper durch eine magnetisirende Kraft, z. B. eine vom Strome durchflossene Spirale temporär magnetisirt, so hat man erst das Moment der Spirale allein zu bestimmen, und dieses von dem nachher bestimmten gemeinsamen Moment der Spirale und des magnetisirten Körpers zu subtrahiren. — Einfacher würde immer die directe

Bestimmung des magnetischen Momentes aus der Ablenkung der Magnetnadel selbst sein.

4. Man kann auch die Körper an den einen Arm einer elektromagnetischen Wage hängen, und durch Gegengewichte die Kraft bestimmen, mit der sie in eine unterhalb aufgestellte vom Strom durchflossene Spirale hineingezogen werden. Bei permanent magnetisirten Körpern, z. B. magnetisirten Stahlstäben, würden indess durch die von der Spirale selbst ausgehende temporäre Magnetisirung derselben Ungenauigkeiten entstehen, und ausserdem bei verschiedenen langen und dicken Stäben die Wirkung auf beide Pole derselben nur durch eine complicirte Rechnung zu finden sein. Für temporär magnetisirte Körper, z. B. Eisenstäbe, welche unter Einfluss der Spirale selbst magnetisch werden, gilt derselbe Umstand; die magnetisirende Wirkung auf ihre verschiedenen Punkte ist sehr verschieden, so dass man nur bei stets gleicher Stellung derselben gegen die Spirale mit Sicherheit die Zunahme ihres magnetischen Momentes M mit der Zunahme der Intensität I des Stromes in der Spirale vergleichen könnte. Die zum Festhalten der Stäbe in ihrer Lage erforderlichen Gewichte G wären dann 256

$$G = const\, M \,.\, I.$$

5. Man legt die Körper in eine Drathspirale ein, deren Enden mit einem Galvanometer verbunden sind. Man erregt nun den Magnetismus des Körpers plötzlich durch irgend eine magnetisirende Kraft, welche in der Richtung der Axe der Spirale wirkt, z. B. durch einen galvanischen Strom, welchen man durch eine der ersten Spirale concentrische Magnetisirungsspirale leitet. Es entsteht nun in der ersten Spirale ein momentaner Inductionsstrom, durch welchen die Nadel des Galvanometers abgelenkt wird. Dieser Strom, dessen Intensität I_a sei, ist aus zwei Theilen zusammengesetzt: einmal aus einem Strom von der Intensität I, der proportional ist der Intensität i des durch die Magnetisirungsspirale geleiteten Stromes, und einem Strom von der Intensität I_l, der proportional ist dem im magnetisirten Körper in der Richtung der Axe der Spirale erzengten magnetischen Moment M, oder wie man auch wohl sagt, dem **totalen Magnetismus** M desselben. 257

Wir haben demnach

$$I_a = I + I_l = const\, i + const\, M.$$

Beobachtet man vor diesem Versuch direct die Intensität I des Inductionsstromes, wenn der magnetisirende Strom plötzlich durch die Magnetisirungsspirale geleitet wird, ohne dass der magnetisirte Körper sich in ihr befindet, so ist $I = const\, i$, also $M = (I_a - I)\, const.$

Hebt man nach dem Magnetisiren des der Einwirkung der Magnetisirungsspirale unterworfenen Körpers den Strom in derselben plötzlich auf, so entsteht wiederum ein dem ersten entgegengesetzter Inductionsstrom von der Intensität I_b, der wieder zusammengesetzt ist aus dem beim Verschwinden des Stromes der Magnetisirungsspirale inducirten Strom

von der Intensität I, den man vor dem Einlegen des magnetisirten Körpers in dieselbe direct bestimmen kann, und aus einem Inductionsstrom, der durch Verschwinden eines Theiles M_{II} des magnetischen Momentes des Stabes inducirt ist. Man hat dann wieder

$$M_{II} = (I_b - I)\,const.$$

Der Werth M_{II} entspricht der Differenz des temporären und permanenten magnetischen Momentes des Stabes, oder wie man auch sagt, der Differenz zwischen dem totalen temporären und permanenten Magnetismus des Körpers.

Wir haben nachzuweisen, inwiefern wirklich die Beobachtung der beim Entstehen und Vergehen der Magnetisirung eines Stabes erzeugten Inductionsströme dem in ihm erzeugten oder verlorenen magnetischen Moment entspricht.

Gehen wir hier wie in den folgenden Paragraphen von der Vorstellung der magnetischen Fluida aus, welche wir nach §§. 95 u. flgde. ohne Aenderung der Resultate für die Annahme von Molekularströmen setzen können, so entspricht die Intensität der durch die Magnetisirung des magnetischen Körpers allein in jedem Theil der Inductionsspirale erregten elektromotorischen Kraft der Quantität $\pm \mu$ der magnetischen Fluida, welche in dem unter derselben befindlichen magnetischen Elemente des magnetisirten Körpers von einander geschieden worden sind, multiplicirt mit der Entfernung ϱ, welche jene Fluida dabei in dem Elemente erhalten, also dem Product $\mu\varrho$, d. h. dem magnetischen Moment des Elementes [1]. Denken wir uns nun die Elemente so auf die Grösse $\triangle x$ verlängert, dass ihre Enden einander unmittelbar berühren, und die Fluida in ihnen in demselben Verhältniss auf $\pm m$ verringert, so bleibt ihre Wirkung ungeändert, da die magnetischen Momente derselben $\mu\varrho = m \triangle x$ ungeändert geblieben sind. — Sind nun die an den Enden der Elemente $\triangle x$ des Stabes aufgehäuften Fluida von der Mitte A des Stabes an bis zu seinen Enden hin $\pm m_1 \pm m_2 \pm m_3 \pm m_n$, Fig. 165, so sind die magnetischen Momente des ganzen Stabes, welche durch diese Fluida erzeugt werden, gleich dem doppelten Product ihres Abstandes von dem Mittelpunkt des Stabes mit ihrer Menge, also resp. gleich 2 mal:

Fig. 165.



$$\begin{aligned} &\tfrac{1}{2} \triangle x\,(m_1 - m_2) \\ +\,&\tfrac{3}{2} \triangle x\,(m_2 - m_3) \\ +\,&\tfrac{5}{2} \triangle x\,(m_3 - m_4) \\ &\vdots \\ +\,&\frac{2n-3}{2} \triangle x\,(m_{n-1} - m_n) \\ +\,&\frac{2n-1}{2} \triangle x\, m_n. \end{aligned}$$

[1] Vergl. van Rees, Pogg. Ann. Bd. LXX, S. 15. 1847.*

Addiren wir diese Momente, so erhalten wir das Moment des ganzen Stabes zu

$$M = 2 \Delta r \left(\frac{m_1}{2} + m_2 + m_3 + \cdots m_n\right).$$

Das magnetische Moment des ganzen Stabes ist also gleich der Summe der magnetischen Momente seiner einzelnen Theile, also auch der gesammten elektromotorischen Kraft und der Gesammtintensität des in der Inductionsspirale erzeugten Stromes.

Wollten wir von der Anschauung permanenter Molekularmagnete ausgehen, welche bei der Magnetisirung gedreht werden, so würde wiederum die Intensität des Inductionsstromes der Summe der Projectionen der Momente sämmtlicher Molekularmagnete auf die Axe des Stabes nach seiner Magnetisirung, d. i. wie vorher seinem magnetischen Moment proportional sein. — Ebenso ist dann auch beim Aufheben der Magnetisirung des Stabes die durch den Inductionsstrom gemessene Differenz des totalen und zurückbleibenden permanenten Magnetismus proportional der Differenz des temporären und permanenten magnetischen Momentes des Körpers, also den Producten der Quantität der magnetischen Fluida, welche sich in seinen Theilen wieder vereinen, multiplicirt mit den von ihnen zurückgelegten Wegen, oder der Abnahme der Projection der magnetischen Momente der Theilchen auf die Axe des Körpers, wenn sie nach Aufhebung der magnetisirenden Kraft durch die Molekularkräfte zum grossen Theil wieder in ihre unmagnetischen Gleichgewichtslagen zurückkehren.

Da man so durch die Ablenkung einer dem magnetisirten Körper gegenübergestellten Magnetnadel und die Inductionsströme stets nur das magnetische Moment des Körpers bestimmt, so scheint es unstatthaft, einen Unterschied zwischen dem durch beide Methoden gemessenen „freien und totalen" Magnetismus aufzustellen, da beide nur Namen desselben auf verschiedenem Wege beobachteten magnetischen Momentes sind.

Zur Bestimmung des Magnetismus der einzelnen Theile eines magnetischen Körpers, z. B. der verschiedenen Querschnitte eines longitudinal magnetisirten Stabes, kann man im Wesentlichen dieselben Methoden, wie zur Bestimmung des magnetischen Momentes des ganzen Körpers verwenden. 258

Einmal kann man über die verschiedenen Stellen des magnetisirten Stabes eine kurze Drathrolle schieben, deren Enden mit dem Galvanometer verbunden sind. Ist der Stab mit einer Magnetisirungsspirale umgeben, so wird ganz analog, wie in §. 257, der beim Schliessen und Oeffnen des sie durchfliessenden Stromes in der ersten Rolle inducirte Strom im ersten Fall dem erzeugten **temporären magnetischen Moment** des unter ihr befindlichen Theiles des Stabes, im letzten Fall dem ver-

[1]) van Rees l. c.

schwundenen Moment desselben, d. i. der Differenz seines temporären und permanenten Momentes entsprechen. Wir haben hierbei selbstverständlich die inducirende Wirkung der Spirale selbst abzuziehen. Wir nehmen dabei an, dass nur die gerade unter der Drathrolle befindlichen Theile des Stabes auf dieselbe inducirend wirken.

Man kann auch die Drathrolle einfach auf die verschiedenen Stellen des temporär oder auch permanent magnetisirten Stabes schieben, und sie dann plötzlich ganz von dem Stabe herunterziehen. Der Inductionsstrom bildet sich hier gerade ebenso, als wenn die unter der Spirale in ihrer ersten Lage befindlichen Theile des Stabes plötzlich unmagnetisch geworden wären; und entspricht also wiederum dem magnetischen Moment derselben.

259 Man kann ferner die Wirkung der einzelnen Stellen des magnetisirten Stabes auf eine ausserhalb befindliche horizontal schwebende Magnetnadel bestimmen, indem man einmal den Stab mit seiner magnetischen Axe in der durch die Axe der Nadel gelegten Verticalebene vertical aufstellt, und die Nadel dicht vor den einzelnen Stellen desselben schwingen lässt. Bestimmt man die Schwingungszahlen der Nadel N und N_1 erst nur unter Einfluss des Erdmagnetismus und dann bei Annäherung des verticalen Stabes, und nimmt an, dass nur die der Nadel zunächst liegenden Theile desselben auf sie wirken, so ergiebt sich die Wirkung auf die Nadel proportional dem Werth $N_1^2 - N^2$.

Man kann auch den verticalen, magnetischen Stab in verschiedener Höhe von Ost oder West her dem einen Pol der Nadel nähern und ihre Ablenkung α bestimmen, wo dann die Wirkungen der der Nadel zunächst liegenden Stellen des Stabes dem Werth $tg\,\alpha$ proportional sind.

Endlich könnte man auch die an einem Faden hängende horizontale Magnetnadel unten durch ein angehängtes Gewicht beschweren, und sie so den verschiedenen Stellen des horizontal hingelegten Stabes nähern. Ihr einer Pol würde zum Stab hingezogen und die Nadel folgte mit ihrer Masse dieser Anziehung. Man könnte aus dem Winkel φ, um den der Aufhängungsfaden hierbei aus der Verticale abgelenkt wird, die Wirkung der dem Magnetpol gegenüberliegenden Stelle des Stabes auf letzteren bestimmen. Dieselbe wäre wiederum proportional $tg\,\varphi$.

Sind die magnetisirten Körper in einer Magnetirungsspirale befindlich, so wird man zuerst die Wirkung der Spirale allein an ihren verschiedenen Stellen, sodann die der Spirale mit dem magnetisirten Körper auf die Magnetnadel bestimmen, und durch Subtraction der zuerst erhaltenen Werthe die Wirkung des Körpers allein messen. So könnte man die Vertheilung der magnetischen Wirkung nach aussen sowohl bei temporären, als bei permanenten Magneten bestimmen.

260 Stellen wir uns bei all diesen Versuchen vor, dass nur der unmittelbar der Magnetnadel gegenüberliegende Theil des magnetisirten Körpers

auf dieselbe wirkt, so wird sich diese Wirknng auf folgende Bedingungen zurückführen lassen:

Wir wollen uns der Einfachheit halber einen linearen Magnetstab vorstellen. Hätten alle Theilchen desselben ein gleiches magnetisches Moment, so würden sich offenbar ihre Wirkungen nach aussen, mit Ausnahme der äussersten Enden des Stabes neutralisiren. Nur dadurch, dass ein Theilchen an seiner Berührungsstelle mit dem benachbarten einen Ueberschuss an magnetischem Fluidum besitzt, kann daselbst eine Wirkung nach aussen stattfinden.

Bezeichnet man das magnetische Moment eines von der Mitte eines Magnetstabes um x entfernten, nach seinem Nordpol hin liegenden Theilchens A mit v, das des folgenden um $x + \Delta x$ entfernten Theilchens mit $v + \Delta v$, so wird das Quantum der nach beiden Seiten in den Theilchen vertheilten magnetischen Fluida

$$\pm \frac{v}{\Delta x} \text{ und } \pm \frac{v + \Delta v}{\Delta x}$$

sein, wo wir z. B. das Nordfluidum als positiv, das Südfluidum als negativ bezeichnen. An der Berührungsstelle A beider Theilchen bleibt somit das nach aussen wirkende Fluidum

$$u = \frac{v}{\Delta x} - \frac{v + \Delta v}{\Delta x} = - \frac{\Delta v}{\Delta x} \quad \ldots\ldots \quad (1)$$

Sind die Theilchen unendlich klein, so kann man an Stelle der Differenzen die Differentiale setzen; und so ist

$$u = - \frac{d v}{d x} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

Der freie Magnetismus ist also der Differentialquotient des magnetischen Momentes nach der der Axe des Stabes entsprechenden x-Axe [1] (vgl. §. 229). Besitzt der Stab eine seitliche Ausdehnung, so werden in einer gegen die Axe des Stabes durch das Theilchen A gelegten Ebene alle Moleküle in ähnlicher Weise sich verhalten; wenn auch die Quanta der in denselben vertheilten Fluida mit ihrem Abstand von der Axe sich ändern. Es wird demnach allgemein in jedem Querschnitt des Stabes der freie nach aussen wirkende Magnetismus

$$\Sigma u = - \Sigma \frac{d v}{d x} = - \frac{d \Sigma v}{d x} \quad \ldots\ldots \quad (3)$$

Die Umstellung der Zeichen Σ und d ist gestattet, da die Summation von der Differentiation durchaus unabhängig ist.

Setzen wir

$$\Sigma u = y \delta x, \; \Sigma v = z \delta x,$$

wo δx die Grösse des Querschnittes bezeichnet, so wird auch

[1] Rees l. c.

$$y = -\frac{dz}{dx} \text{ und } z = -\int y\,dx \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (4)$$

Diese Formel wird gültig sein für die ganze Länge des Stabes. Nur an den Enden, wo die Wirkungen der freien Magnetismen nicht durch benachbarte entgegengesetzte Fluida zum Theil aufgehoben sind, tritt noch ein bestimmtes Quantum freien nach aussen wirkenden Magnetismus auf.

Man misst also auf diese Weise indirect das mittlere magnetische Moment an jeder Stelle des magnetisirten Stabes.

261 Man kann vermittelst dieser Methode zugleich die Lage der sogenannten Pole des Magnetstabes bestimmen, d. h. der Orte, in denen man sich das über seiner Länge verbreitete Fluidum concentrirt denken kann, um seine Wirkung nach aussen, z. B. auf eine etwas entferntere seitlich aufgehängte Magnetnadel abzuleiten.

Bezeichnet man wie im §. 257 die auf den Enden der einzelnen magnetischen Elemente des Stabes von der Mitte M aus angehäuften Fluida $\pm m_1, \pm m_2, \pm m_3 \ldots \pm m_n$, so ist die Summe des auf der einen Hälfte des Stabes verbreiteten, frei nach aussen wirkenden Fluidums:

$$F = +(m_1 - m_2) + (m_2 - m_3) + (m_3 - m_4) \ldots + (m_{n-1} - m_n) + m_n,$$

also im Ganzen $F = m_I$.

Es ist also der freie Magnetismus des ganzen Stabes ebenso gross wie die Menge des in dem in seiner Mitte liegenden Element geschiedenen Fluidums, und also auch dem Moment dieses mittleren Elementes proportional.

Misst man nun durch eine kurze Inductionsspirale das magnetische Moment $\mu = m_I \alpha$ einer kurzen Strecke α in der Mitte des Stabes, so wird

$$m_I = F = \frac{\mu}{\alpha}.$$

Bestimmt man aber das wirkliche Moment M_I des Stabes, sei es durch eine ganz über ihn geschobene Inductionsrolle, sei es durch Schwingungen oder Ablenkungen einer Magnetnadel, so kann man setzen

$$M_I = F \,.\, l_I = \frac{\mu}{\alpha}\, l_I,$$

wo l_I der Abstand der Pole des Stabes von einander ist, in welchen Polen wir uns das Fluidum F concentrirt denken, so dass der Stab dasselbe Moment hat, wie in der Wirklichkeit. Dann ist

$$l_I = \frac{\alpha M_I}{\mu}.$$

262 Endlich kann man den Magnetismus eines Körpers an verschiedenen Stellen bestimmen, indem man die Kraft misst, welche erforderlich ist, die

Theilchen desselben an diesen Stellen von einander zu reissen. Um dabei von den die Theile zusammenhaltenden Cohäsionskräften unabhängig zu sein, bildet man den Körper gleich von vornherein aus zwei an einer Stelle sorgfältig an einander geschliffenen und an einander gelegten Stücken, und magnetisirt das so geformte System als Ganzes in irgend einer Weise, sei es temporär oder permanent. Die zum Abreissen des einen Stückes vom anderen erforderliche Kraft kann man durch Gewichte messen, welche man auf dasselbe wirken lässt. Es dient dabei gewissermaassen als Anker des als Magnet zu betrachtenden anderen Stückes und die gemessene Kraft ist die „**Tragkraft**“ des Systems. Nehmen wir, wie es wohl wahrscheinlich ist, an, dass die Moleküle der magnetischen Körper selbst gegen ihre Molekularabstände von einander verschwindend kleine Dimensionen haben, nehmen wir ferner in einem linearen magnetisirten Stabe zwei Moleküle NS und N_1S_1 (Fig. 166) an, deren Mittelpunkte den Abstand r besitzen, deren Länge $2a$, deren magnetische Fluida $\pm m$ sind, so ist die Anziehung derselben:

Fig. 166.



$$\frac{m^2}{(r-2a)^2}+\frac{m^2}{(r+2a)^2}-\frac{2m^2}{(r)^2}$$

oder mit Vernachlässigung der die höheren Potenzen von a enthaltenden Glieder

$$24\,\frac{m^2 a^2}{r^4}.$$

Das magnetische Moment jedes Moleküls ist aber $M=2ma$, so dass die Anziehung wird

$$A=\frac{6M^2}{r^4}.$$

Wären also die beiden an den Molekülen NS und N_1S_1 endigenden Hälften des Stabes nicht durch Cohäsionskräfte verbunden, sondern nur an einander gelegt, so entspräche die zur Trennung derselben erforderliche Kraft d. i. die Tragkraft beider Hälften gegen einander dem **Quadrat des magnetischen Moments** der Theile des Stabes an der Trennungsstelle. Hierbei ist die Einwirkung der von der Trennungsstelle entfernter liegender Moleküle auf einander vernachlässigt. Bei Körpern, die eine grössere Querausdehnung haben, und an irgend einer Stelle durchschnitten sind, wird die zum Trennen beider Theile erforderliche Tragkraft der Summe der Quadrate der magnetischen Momente aller einander berührender Theilchen an der betreffenden Stelle gleich sein.

Bei der praktischen Ausführung bietet diese Methode in so fern grosse Ungenauigkeiten und liefert Resultate, welche von den eben angeführten häufig abweichen, als man die Entfernung niemals genau gleich gross machen kann, um welche die an einander gelegten Theile eines Kör-

pers von einander abstehen, und dann die Wechselwirkung derselben sich ändert. Man erhält so bei verschiedenen Körpern schwer vergleichbare Resultate.

Auch die Messung der magnetischen Friction, d. i. der Kraft, welche erforderlich ist, um zwei Theile eines magnetisirten Körpers auf einander zu verschieben, bestimmt in gleicher Weise das Quadrat des magnetischen Momentes der einander berührenden Moleküle des Magnetes.

Es ist also ersichtlich, dass man durch alle bisher angegebenen Methoden, sei es direct, sei es indirect, stets das magnetische Moment der magnetisirten Körper als Ganzes oder ihrer einzelnen Moleküle bestimmt.

Wir wollen nun das Moment der nicht in sich geschlossenen Magnete im Ganzen und in ihren einzelnen Theilen betrachten, zuerst wie es abhängig ist von der Intensität der magnetisirenden Kraft und von dem Stoff der Magnete, sodann wie es durch ihre Dimensionen bedingt ist. Wegen der Verwickelung der Resultate bei den Versuchen über die Tragkraft und magnetische Friction wollen wir diese beiden Capitel besonders behandeln.

2. Abhängigkeit der temporären und permanenten Magnetisirung von der magnetisirenden Kraft und dem Stoffe der Magnete.

263 Die Abhängigkeit des temporären magnetischen Momentes eines Eisenstabes von der Intensität der magnetisirenden Kraft ist zuerst genauer von Lenz und Jacobi [1]) untersucht worden. Die Magnetisirung geschah durch Einwirkung eines galvanischen Stromes.

Der magnetisirende Strom wurde zuerst durch die beiden Spiralen einer elektromagnetischen Wage nach ihrer von Lenz und Jacobi verbesserten Construction geleitet, und durch Messung der Gewichte, welche erforderlich waren, um die Wage einzustellen, die Intensität der Ströme gemessen. Der Strom floss sodann durch Leitungsdräthe zu einer Drathspirale, welche aus einer beliebigen Anzahl von 1 bis 6 über einander geschobenen Spiralen von je 79 Windungen und von 2″ bis 3,7″ Durchmesser zusammengesetzt werden konnte. In diese Drathspirale wurden die zu magnetisirenden Eisencylinder gelegt, welche 8″ lang waren und respective $\frac{1}{2}$, 1, $1\frac{1}{2}$, 2, $2\frac{1}{2}$ und 3″ Durchmesser hatten. Die Spirale stand 20 Fuss von der Wage ab, so dass der in ihr erregte Magnetismus keinen Einfluss auf die Magnete der Wage ausüben konnte. — Um nun den sogenannten totalen in den Eisencylindern entstandenen Magnetismus, also ihr temporäres Moment zu messen, wurde die dieselben umgebende Spirale noch mit einer zweiten gleichen Spirale umgeben, deren Enden durch Leitungsdräthe mit einem 15 Fuss von der Spirale entfernten Galvanometer verbunden waren und in der beim Schliessen und Oeffnen des Stromes in der ersten Spirale ein Inductionsstrom entstand.

[1]) Lenz u. Jacobi, Pogg. Ann. Bd. XLVII, S. 225. 1839.*

Lenz und **Jacobi** setzen die Intensität dieses inducirten Stromes dem beim Aufheben der Magnetisirung verschwindenden freien Magnetismus der Theilchen des Magnetes unter der Inductionsspirale proportional. Wie wir indess §. 257 ausgeführt haben, entspricht dieselbe dem magnetischen Moment der Stäbe. — Zuerst wurde kein Eisenkern in die Spirale gebracht, und die Ablenkung φ der Nadel des Galvanometers beim Oeffnen des durch die Spirale geleiteten Stromes beobachtet. Die Intensität i desselben entsprach dem Werth $i = const\ (1 - cos\ \varphi)$. Wurde dasselbe Verfahren bei Einlegen des Eisenkerns angewendet, so erhielt man jetzt eine zweite Intensität i_I des inducirten Stromes. Die Differenz $i_I - i$ ist proportional dem jedesmal beim Oeffnen der Schliessung verschwundenen temporären Magnetismus des Eisenkernes. Der zurückbleibende permanente Magnetismus war hierbei sehr klein. Nachdem man sich von den Fehlerquellen befreit hatte, welche durch die temporäre Magnetisirung der an der Wage hängenden Stahlstäbe durch die unter ihnen befindlichen vom Strom durchflossenen Spiralen entstanden, ergab sich bei den sechs Eisencylindern, dass

das in ihnen erzeugte temporäre magnetische Moment der Intensität der magnetisirenden Ströme proportional ist.

Die Intensität der letzteren wurde bei den Versuchen im Verhältniss von 4 : 33 geändert.

Wurde ferner ein Eisencylinder gleichzeitig mit zwei gleich langen verschieden dicken übersponnenen Kupferdräthen von 0,06″ und 0,0075″ Durchmesser bewickelt, und durch beide Dräthe in entgegengesetzter Richtung hinter einander der Strom geleitet, so zeigte das Eisen nicht eine Spur vom Magnetismus. Auch war bei dem §. 263 beschriebenen Verfahren der beim Aufhören der Magnetisirung eines auf die eben beschriebene Weise mit Kupferdräthen umwundenen Eisencylinders in einer Inductionsspirale erzeugte Inductionsstrom ganz gleich stark, mochte der magnetisirende Strom bei gleicher Stromintensität durch den einen oder anderen Drath geleitet worden sein. Dasselbe ergab sich, als der eine Drath durch einen gleich langen Streifen von Kupferblech ersetzt wurde. 264

Es ist also die temporäre Magnetisirung von der Dicke des Drathes der magnetisirenden Spirale unabhängig.

Wurde der Eisenkern von $1^1/_2$″ Dicke (§. 263) durch die daselbst erwähnten sieben verschieden weiten Spiralen unter Anwendung gleich starker magnetisirender Ströme magnetisirt, so ergab die Messung der Inductionsströme die jedesmaligen Magnetismen. 265

Durchmesser der Spirale:	2″	2,3″	2,6″	2,9″	3,3″	3,7″,
Magnetismus:	133	131	129	125	121	122.

Es ist also die temporäre Magnetisirung von der Weite der Windungen der magnetisirenden Spirale unabhängig.

Dieses Resultat folgt auch aus den §. 142 entwickelten Sätzen, wenn der Durchmesser der Spirale gegen ihre Länge klein ist.

Bei weiteren Spiralen ist der Magnetismus etwas kleiner, als dieses Gesetz erfordert, da die von denselben, namentlich auf die Enden der Stäbe ausgeübte Scheidungskraft ein wenig geringer ist, als die der dünneren Spiralen. Wurde also z. B. ein 8″ langer Eisenstab in die vier über einander geschobenen Spiralen von 2,3 und 2,6, von 3,3 und 3,7″ Durchmesser und von je 79 Windungen geschoben, durch die beiden ersten der Strom hinter einander in der einen, durch die beiden anderen in der entgegengesetzten Richtung geleitet, so ergab sich stets beim Oeffnen der Leitung ein Inductionsstrom, der eine überwiegende Magnetisirung durch die engeren Spiralen anzeigte.

Wurden die Spiralen auf die Mitte eines drei Fuss langen Eisenstabes geschoben, der in seiner ganzen Länge von der Inductionsspirale bedeckt war, und der magnetisirende Strom durch je zwei der Spiralen in entgegengesetzter Richtung geleitet, so ist die überwiegende Wirkung der dünneren Spiralen nicht so bedeutend.

Das oben ausgesprochene Gesetz wird also bei Anwendung einer Spirale mit vielfachen über einander liegenden Windungsreihen um so mehr gelten, je mehr die äusseren Windungen auf die mittleren Theile der Eisenstäbe beschränkt bleiben, so dass die Spirale etwa die beigezeichnete Fig. 167 hat.

Fig. 167.



266 Wurden mehrere der oben angeführten Spiralen I — VI gleichzeitig auf den Eisenstab geschoben, und der Strom bei gleichbleibender Intensität durch eine oder mehrere derselben hinter einander geleitet, so ergab sich beim Oeffnen desselben die Intensität des Inductionsstromes.

Spiralen:	Intensität:
I	0,13333 α
I + II	0,26406 „
I + II + IV	0,38895 „
I + II + IV + V	0,51016 „
I + II + III + IV + V	0,63916 „
I + II + III + IV + V + VI	0,76102 „

Mit Berücksichtigung der Unterschiede der magnetisirenden Kraft weiter und enger Spiralen ergiebt sich hieraus:

Das temporäre magnetische Moment eines Eisenstabes ist der Summe der durch die einzelnen Windungen der magnetisirenden Spirale in ihm erzeugten Momente gleich, oder in-

nerhalb gewisser Grenzen auch der Anzahl der Windungen der Magnetisirungsspirale proportional.

Von dem Stoff des Drathes, durch welchen der magnetisirende Strom fliesst, ist die Stärke der Magnetisirung eines demselben unterworfenen Eisenstabes völlig unabhängig. 267

So werden nach Davy Eisenstäbe an allen Stellen einer horizontalen Stromschliessung gleich stark magnetisirt, ob sie nun über oder unter derselben in horizontaler oder neben derselben in verticaler Richtung sich befinden, und mag der Theil der Leitung, über dem dieselben liegen, aus einem festen, kalten oder glühenden Drathe oder einer mit geschmolzenem Newton'schen Metall oder Quecksilber gefüllten Röhre bestehen. — Wenn mit Wasser und verdünnten Salzlösungen, geschmolzenem Kalihydrat gefüllte Röhren hierbei scheinbar keine Wirkung gaben, so liegt dies nur daran, dass die Intensität des Stromes beim Durchgang durch dieselben zu stark geschwächt war [1]).

Wenn ferner v. Feilitzsch [2]) fand, dass bei Anwendung von Strömen von gleicher Intensität Spiralen von gleich viel Windungen von Eisendrath, namentlich wenn sie aus mehrfachen Lagen bestehen, einem eingelegten Eisenstab ein anderes Moment ertheilen, als gleiche Spiralen von Kupferdrath, so ist dies auch nur durch den ganz secundären Umstand bedingt, dass die einzelnen Theile des Drathes der Spiralen selbst durch den Strom magnetisch werden, und nun auf den eingelegten Eisenstab zurückwirken. — Aeltere Versuche von dal Negro [3]) konnten wegen mangelnder Messungen der Intensität der magnetisirenden Ströme zu keinem sicheren Resultat führen.

In Folge dieser Resultate pflegt man das Product aus der Intensität des magnetisirenden Stromes in die Anzahl der Windungen der Magnetisirungsspirale mit dem Namen der magnetisirenden Kraft oder des magnetischen Effectes zu bezeichnen, indem man hierbei die magnetisirende Wirkung der einzelnen Windungen der Spirale als gleich annimmt.

Das Gesetz, welches sich hiernach ergiebt, dass das magnetische Moment eines Eisenstabes der auf ihn wirkenden magnetisirenden Kraft direct proportional ist, gilt indess nur für schwächere magnetisirende Kräfte. Bei stärkeren nähert sich das Moment einem Maximum. Dies hat zuerst Joule [4]) nachgewiesen. Er stellte geradlinige, 14 Zoll lange Elektromagnete von $^3/_{11}$ und $^7/_{11}''$ im Quadratquerschnitt, die aus zusammengelegten Eisendräthen gebildet waren, vertical auf, legte auf sie ein Holzbrettchen, und hängte über ihnen eben so lange und dicke Stäbe von Eisen oder Eisendrath an dem einen Ende eines Wagebalkens auf. Ein 268

[1]) Vergl. Davy, Phil. Trans. 1821. p. 7;* Gilb. Ann. Bd. LXXI, S. 225 u. 241.* — [2]) v. Feilitzsch, Encyclopädie S. 108.* — [3]) Dal Negro, Pogg. Ann. Bd. XXIX. S. 473. 1833.* — [4]) Joule, Annals of El. Vol. IV, p. 131. May 28, 1839; Phil. Mag. [4] T. II, p. 310.*

Strom wurde durch die beide Elektromagnete umgebenden Spiralen und ein Galvanometer geleitet, und das Gewicht bestimmt, welches zum Abreissen derselben von einander erforderlich war. Während in den meisten Fällen dasselbe dem Quadrat der Intensität des magnetisirenden Stromes entsprach, zeigte sich in zwei Fällen, bei denen die Elektromagnete dünn waren und mit doppelten und auch stellenweise dreifachen Lagen von Drahtwindungen versehen, also bei gleich bleibender Stromintensität einer stärkeren magnetisirenden Kraft ausgesetzt waren, eine Abweichung von diesem Gesetz, indem mit zunehmender Intensität die Anziehungen langsamer wuchsen, als dasselbe erforderte.

Diese Anziehungen A, gemessen in Grains, betrugen bei den Intensitäten I der angewandten Ströme bei den beiden Stäben I. und II.

	I.		II.	
I	A	$\frac{A}{I^2}$	A	$\frac{A}{I^2}$
8	410	6,40	667	1,04
12	690	4,79	1170	0,81
16	1000	3,91	1920	0,75
24	1460	2,53	3500	0,61

Wären die magnetischen Momente der Stäbe in ihren einzelnen Theilen der magnetisirenden Kraft proportional, so müssten die zum Abreissen erforderlichen Gewichte nach §. 262 dem Quadrat derselben entsprechen. Die im Verhältniss zu den wachsenden Intensitäten langsamere Zunahme derselben zeigt also, dass die magnetischen Momente sich einem Maximum nähern.

269 Auf eine andere Weise hat J. Müller[1]) diese Annäherung des magnetischen Momentes an das Maximum im weichen Eisen nachgewiesen, indem er entsprechend der §. 254 beschriebenen Methode eine Magnetisirungsspirale, deren Axe horizontal und auf dem magnetischen Meridian vertical lag, einer Magnetnadel gegenüberstellte. Die Spirale bestand aus zwei über einander gelegten Spiralen von 408 und 372 Windungen und hatte eine Länge von 532^{mm} und 482^{mm}. Durch die Spiralen wurden Ströme geleitet, deren Intensität an der Tangentenboussole abgelesen war und die Ablenkung α der Nadel bestimmt. Sodann wurden in die Spirale Eisenstäbe von 560^{mm} Länge und 9, 12, 15, 44^{mm} Dicke eingeschoben, und die Ablenkungen $\alpha_{,}$ der Magnetnadel wiederum bestimmt. Das Moment M der Stäbe folgt dann $M = const\ (tg\,\alpha_{,} - tg\,\alpha)$.

---

[1]) Müller, Pogg. Ann. Bd. LXXIX, S. 337. 1850;* Bd. LXXXII, S. 181. 1851;* Fortschritte S. 494.*

Ist die magnetisirende Kraft, also das Product der Zahl der Windungen W der Spirale in die Intensität des Stromes = ... p,
der Durchmesser der Stäbe . . . . d,
das im Stab erzeugte temporäre magnetische Moment . . . . . . m,
so ergaben die Versuche u. A.:

$d = 9^{mm}$ / W	I	p	m	$\frac{m}{p} \cdot 100,000,000$
372	44,076	16397	0,2760	1683
	37,534	13963	0,2735	1959
	19,278	7110	0,2202	3097
	3,913	1456	0,0597	4100
$d = 15^{mm}$				
780	34,902	27223	0,7335	2694
	21,399	16691	0,6228	3731
	8,596	6705	0,3092	4611
	4,158	3243	0,1541	4748
$d = 44^{mm}$				
372	45,633	16975	0,3601	8041
	19,810	7369	0,5946	8069
	9,093	3383	0,2730	8129

Hiernach ergiebt folgende empirische Formel innerhalb der Grenzen der Versuche die Beziehung zwischen der magnetisirenden Kraft und dem erzeugten temporären magnetischen Moment mit genügender Genauigkeit:

$$p = 220\ d^{3/2}\, tg\, \frac{m}{0,00005\, d^2} \text{ oder } m = 0,00005\, d^2\ arc\ tg\left(\frac{p}{220\, d^{3/2}}\right).$$

Aus diesen Versuchen folgt also wiederum, dass das **temporäre magnetische Moment** der Stäbe nicht in gleichem Verhältniss mit der jedesmal angewandten magnetisirenden Kraft zunimmt, sondern sich einem Maximum, dem sogenannten „Sättigungspunkt" nähert, welcher um so eher erreicht wird, je dünner der der Einwirkung unterworfene Eisenstab ist.

Um diese Beziehung leichter übersehen zu können, sind in Fig. 168 (a. f. S.) die Resultate der verschiedenen Versuche von **Müller** angegeben. Die magnetisirenden Kräfte sind als Abscissen, die erzeugten Magnetismen als Ordinaten verzeichnet. Die die Gipfelpunkte der letzteren verbindenden Curven lassen den Gang der Magnetisirung mit dem Wachsen der magnetisirenden Kraft erkennen. — Die auf einander folgenden Curven beziehen sich auf die Magnetisirung der Stäbe von verschiedenen Durchmessern $d = 9,\ 12,\ 15,\ 44^{mm}$.

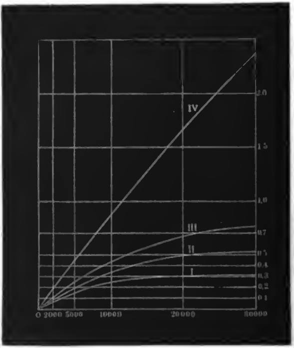
Für kleinere Werthe der magnetisirenden Kraft p ist in obiger Formel an Stelle der Tangente der Winkel $\frac{m}{0,00005\, d^2}$ unmittelbar zu setzen. 270

Dann würde die Formel ergeben:

$$m = const.\, p\, \sqrt{d}.$$

Bei Strömen von geringer Intensität wäre also der temporäre Magnetismus des Eisens der magnetisirenden Kraft direct proportional und auch der Quadratwurzel des Durchmessers der Stäbe entsprechend.

Fig. 168.



Wollte man der Formel eine freilich mit vollem Rechte nicht statthafte Geltung weit über die Grenzen der Versuche hinaus einräumen, so würde sich für $p = \infty$ ein Maximum ergeben, indem dann $tg\, \frac{m}{0{,}00005\, d^2} = \infty$ sein müsste, d. h.

$$\frac{m}{0{,}00005\, d^2} = 90^0 \text{ und } m = 90 . 0{,}00005\, d^2.$$

In diesem Falle wäre das Maximum des in einem Eisenstab zu erzeugenden temporären Momentes dem Quadrat seines Durchmessers oder seinem Querschnitt direct proportional.

Um bei verschieden dicken Stäben gleiche aliquote Theile des Maxi-

mums zu erhalten, müsste $tg \frac{m}{0{,}00005\, d^2}$ gleich gross sein, also

$$p = 220\, d^{\frac{3}{2}}\, Const.$$

In diesem Falle müsste man, um gleiche aliquote Theile des Maximums der Magnetisirung zu erhalten, bei verschieden dicken Stäben Ströme anwenden, deren Intensitäten sich wie die $\frac{3}{2}$te Potenz ihrer Durchmesser verhalten.

Es ist klar, dass wir, wie Müller selbst, diesen letzteren Resultaten ebenso wie der Formel, aus der sie abgeleitet sind, nur einen speciellen empirischen Werth beilegen dürfen, da die magnetisirende Kraft, welche auf die Moleküle der Eisenstäbe wirkt, in ihrer Mitte viel bedeutender war, als an ihren Enden, also auch in der Mitte der Stäbe die Moleküle das Maximum des magnetischen Momentes schon erreicht haben, während bei zunehmender Intensität die Momente der an den Enden derselben gelegenen Moleküle noch wachsen.

Die Versuche von Weber über die Annäherung des Magnetismus des Eisens an ein Maximum mit wachsender magnetisirender Kraft s. §. 284.

Bei dickeren Stäben stellt sich das Maximum des Magnetismus erst bei grösseren magnetisirenden Kräften ein, namentlich wenn sie weit aus der Magnetisirungsspirale herausragen, weshalb dasselbe von einzelnen Beobachtern [1]) nicht aufgefunden werden konnte. Man kann die Annäherung an das Maximum indess nach Koosen [2]) sehr gut nachweisen, wenn man einen schwachen Strom durch eine Spirale, welche einen Eisenkern von etwa eine Linie Durchmesser enthält, und den Drath einer Tangentenboussole hinter einander leitet, und die Spirale mit dem Eisenkern so lange verschiebt, bis ihre Einwirkung und die ablenkende Wirkung des Drathes der Boussole auf die Nadel in derselben sich compensiren und dieselbe gerade auf Null zurückgeführt ist. Wendet man dann Ströme von immer stärkerer Intensität an, so schlägt die Nadel durch das Ueberwiegen der Wirkung des Stromes in der Tangentenboussole aus, da der Magnetismus des Eisens nicht proportional der Stromintensität zunimmt. 271

Ganz analoge Versuche hat Dub [3]) angestellt, indem er nur den horizontal liegenden geradlinigen Elektromagnet durch einen hufeisenförmigen ersetzte, dessen Schenkel in einer Verticalebene lagen und dessen Polflächen in die Schwingungsebene der Nadel der Tangentenboussole fielen. Wurde die Stromintensität im Verhältniss von 1 : 4 gesteigert, so zeigte sich bei Anwendung eines Hufeisens mit 1 Zoll dicken und 6 Zoll langen Schenkeln noch keine Abweichung der Nadel der Boussole, also keine merkliche

[1]) Buff u. Zamminer, Ann. d. Chem. u. Pharm. Bd. LXXV, S. 83. 1850.* — [2]) Koosen, Pogg. Ann. Bd. LXXXV, S. 159. 1852.* — [3]) Dub, Pogg. Ann. Bd. XC, S. 438. 1853;* Elektromagnetismus S. 93.*

Annäherung an das Maximum, wohl aber bei einem ebenso grossen Hufeisen von $^1/_2$ Zoll Dicke[1]).

272 Bei verschiedenen Eisen- und Stahlsorten ändert sich die Zunahme des magnetischen Momentes mit wachsender Stromintensität bedeutend. Auch bleibt bei den härteren Sorten des Eisens, beim weichen und namentlich beim harten Stahl nach der Aufhebung der magnetisirenden Kraft noch ein gewisses permanentes magnetisches Moment übrig, welches beim weichen Eisen verhältnissmässig nur äusserst gering ist.

Die Verschiedenheit des temporären magnetischen Momentes bei gleicher magnetisireuder Kraft hat schon Barlow[2]) gezeigt, indem er Eisen- und Stahlstäbe in der Richtung der Inclinationsnadel hielt und sie so einer Magnetnadel näherte. Der Magnetismus der Stäbe wurde der Tangente des Ablenkungswinkels der Nadel proportional gesetzt. Es ergab sich das Verhältniss der temporären magnetischen Momente bei:

Schmiedeeisen	100	Gewöhnlicher Stahl (weich)	66
Gusseisen	48	„ „ (hart)	53
Brennstahl (weich)	67	Gussstahl (weich)	74
„ (hart)	53	„ (hart)	49.

Mit wachsender Härte nimmt also bei gleicher magnetisirender Kraft das temporäre magnetische Moment der Stäbe ab. Die magnetische Constante *k* würde also ebenfalls kleiner werden.

273 Dasselbe Resultat hat auch Müller[3]) bei einigen Versuchen erhalten, bei denen er zugleich das nach Aufhebung der magnetisirenden Kräfte zurückbleibende Moment bestimmte. Er stellte von Westen her einer Magnetnadel eine Spirale gegenüber, die von einem Strom von drei Bunsen'schen Elementen durchflossen war, und schob in dieselbe verschiedene Eisenstäbe von 16,7 Centimeter Länge und 6 Millimeter Durchmesser ein. Aus der Ablenkung der Nadel ergab sich:

	Temporäres Moment.	Permanentes Moment (bleibende Ablenkung der Nadel).
Schmiedeeisen . .	0,490	0
Gewalztes Eisen .	0,474	0
Geglühter Stahl .	0,404	3,5°
Angelassener Stahl	0,393	7°
Harter Stahl . .	0,259	9° (etwa 55 % des temporären Magnetismns).
Gusseisen	0,220	1°

---

1) Vergl. auch die Versuche von v. Fellitzsch §. 296. — 2) Barlow, Phil. Trans. 1822. p. 117;* Gilb. Ann. Bd. LXXIII, S. 229.* — 3) Müller, Pogg. Ann. Bd. LXXXV, S. 157. 1852.*

Mit zunehmender Härte nimmt also das durch gleiche magnetisirende Kräfte erzeugte permanente Moment zu.

Namentlich eine eigenthümliche Sorte von nicht gar hartem Stahl vermag eine sehr bedeutende Menge von permanentem Magnetismus beizubehalten, auf welche Weise er auch magnetisirt sein mag, so namentlich der Stahl, aus welchem die nach der Elias'schen Methode magnetisirten Logeman'schen Magnete verfertigt sind. Dieselben zeichnen sich durch eine grosse Tragkraft aus (ein 0,5125 Kilogramm schweres Hufeisen von einer Lamelle trug z. B. 14,75 Kilogramm), und zeigen auch nach Umkehrung ihrer Polarität durch entgegengesetzte Magnetisirung dasselbe Verhalten [1]). — Auch der Wolframstahl soll sehr bedeutenden permanenten Magnetismus annehmen. — Das auf galvanoplastischem Wege aus einer Eisenvitriol- und Eisenchlorürlösung dargestellte, chemisch reine, ziemlich harte, brüchige Eisen besitzt bedeutende Coercitivkraft und bewahrt hartnäckig permanenten Magnetismus [2]).

Das Härten des Eisens und Stahles braucht nicht durch Glühen und Ablöschen erzeugt zu sein. Schon eine mechanische Härtung bewirkt eine Zunahme des permanenten Momentes. So fand Coulomb [3]), dass ein 6 Zoll langer, 57 Gran schwerer, durch den Doppelstrich bis zur Sättigung magnetisirter eiserner Drath in 18 Secunden eine Oscillation machte, als er frei aufgehängt wurde. Wurde er indessen bis zum Zerreissen gedrillt, und wieder zur Sättigung magnetisirt, so machte er eine Oscillation in 6 Secunden, hatte also einen 9mal stärkeren permanenten Magnetismus erhalten als vorher.

Die krystallinische Structur des Eisens vermag wie bei den anderen magnetischen und diamagnetischen Körpern die Grösse seiner Magnetisirbarkeit nach verschiedenen Richtungen zu ändern. Dies fand Leroux [4]) bei einer von Chenot präparirten Sorte Eisen, welche durch Wasserstoff oder Kohlenoxyd aus den Mineralien reducirt war, und welche in Folge der Pressung eine gegen die Richtung des ausgeübten Druckes verticale Schichtung zeigte. Prismen von $21{,}5^{mm}$ Länge und 12^{mm} im Quadrat Grundfläche, welche aus diesem Stahl so geschnitten waren, dass die Schichtung parallel ihrer einen Seitenfläche war, wurden über einem kleinen Hufeisenmagnet aufgehängt und die Zahl ihrer Oscillationen bestimmt. Die Kräfte, mit denen der Magnet auf dieses Prisma wirkte, während die Schichtung vertical oder horizontal lag, verhielten sich wie 1,16 : 1; sie waren also im ersteren Fall grösser. Beim Ausglühen verminderte sich das Verhältniss.

Die genaueren Verhältnisse der Zunahme des temporären und permanenten magnetischen Momentes im weichen Eisen, weichen und harten 274

1) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. LXXX, S. 175. 1850.* — 2) Matthiessen, Phil. Mag. [4] Vol. XV, p. 80. 1858.* — 3) Coulomb, Mém. de l'Acad. roy. des sciences. 1784. p. 266.* — 4) Leroux, Compt. rend. T. XLV, p. 477. 1857.*

Stahl mit wachsender magnetisirender Kraft habe ich durch eine Reihe von Versuchen festzustellen gesucht [1]).

Als Magnetstäbe dienten cylindrische Stäbe von 22 Centimeter Länge und 13,5^{mm} Dicke. Dieselben wurden vor jeder Versuchsreihe zwischen Kohlen ausgeglüht und unter Bedeckung des Feuers abgekühlt. Sie verloren hierdurch ihren etwa noch vorhandenen Magnetismus. Freilich wurde bei diesem Verfahren der Stahl weich; indess nahm er dennoch eine hinlängliche Menge von permanentem Magnetismus bei der darauf folgenden Magnetisirung an. — Die Stäbe wurden in folgender Weise magnetisirt. Eine 24 Centimeter lange Spirale von Kupferdrath von 5 bis 600 Windungen wurde mit ihrer Axe senkrecht gegen den magnetischen Meridian vor einem in einer dicken Kupferhülse schwingenden magnetischen Stahlspiegel aufgestellt. Die Ablenkung des Spiegels, gemessen mittelst eines Fernrohres und einer gegenüberstehenden Scala, gab die jedesmalige Intensität der durch die Spirale geleiteten galvanischen Ströme an. In die vom Strome durchflossene Spirale wurde der zur Untersuchung bestimmte Stahlstab hineingeschoben. Leider hatte die Spirale nicht die genügende Länge, dass ihre magnetische Scheidungskraft auf den Stahlstab in seiner ganzen Länge gleichmässig gewirkt hätte. Es wurde der Stab deshalb, um alle seine Theile der stärksten Einwirkung des die Spirale durchfliessenden Stromes auszusetzen, ohne Erschütterung in derselben einige Male hin- und hergezogen. Hierdurch wurde wenigstens die Quantität des in ihm nach Aufhören des Stromes zurückbleibenden Magnetismus an allen Stellen nahezu gleich gross. Nach dem Hin- und Herschieben wurde der Stab in eine feste Lage in der Spirale gebracht. Die Zunahme der Ablenkung des Stahlspiegels nach Einlegen des Stabes in die Spirale entsprach seinem magnetischen Moment während der Einwirkung des Stromes. Sodann wurde der Stahlstab aus der Spirale entfernt, der Strom unterbrochen, und der Stab in seine vorige Lage in der Spirale gebracht. Die jetzt erfolgende Ablenkung des Spiegels ergab die Grösse des im Stabe zurückgebliebenen magnetischen Residuums. Die Schliessung und Oeffnung des Stromes geschah stets nach Entfernung des Stabes aus der Spirale, weil sonst die dabei entstehenden Inductionsströme den Magnetismus des letzteren hätten ändern können.

Nach dieser Magnetisirung des Stabes wurde ein dem magnetisirenden Strom entgegengesetzter Strom durch die Spirale geleitet, der Stab wieder eingelegt, und in wiederholten Versuchen die Intensität dieses Gegenstromes so verstärkt, dass nach Aufhören seiner Wirkung der Magnetismus des Stabes völlig vernichtet war. Der Stab wurde darauf durch einen dem ersten Strom gleich gerichteten Strom stärker magnetisirt, und wieder durch einen Gegenstrom entmagnetisirt u. s. f.

---

1) Wiedemann, Verhandlungen der Baseler Naturf. Gesellschaft. Bd. II, S. 193 u. folgde.;* Pogg. Ann. Bd. C, S. 235. 1857;* Bd. CVI, S. 169. 1859.*

A.

I	Eisen						Weicher Stahl						Harter Stahl					
	M			*R*			*M*			*R*			*M*			*R*		
	I.	II.	III.	I.	II.	III	I.	II.	III.	I.	II.	III.	I.	II.	III.	I.	II.	III.
7,4	21,6	23,8	22,6	1,3	3,9	4,1	14,7	18,2	18,7	1,1	5,5	6,6	9,6	10,1	13,6	2,3	3,6	7,5
13,8	37,5	45	44,3	3,1	5,9	6,5	29,3	35,7	36,6	3,7	10,6	11,6	17,6	19,9	23,5	4,4	7,2	10,9
20,8	66,2	67,8	67,5	4,5	7,0	7,4	47,4	54,6	55,0	7,2	15,4	16,3	27,1	30,5	34,9	7,4	11,3	15
29,9	97,3	98,9	99,4	5,7	8,4	8,5	73,3	81,2	82,1	12,1	20,7	21,7	42,7	45,3	49,2	12,1	17,1	20,6
52,3	173,5	175,6	—	7	9,2	9,4	140,4	147,3	149,4	23,2	30,2	31,2	84	85,2	88,7	27,5	32,3	35,5
72,8	—	—	—	8,2	9,3	9,5	206,9	212,1	213,3	31,1	35,9	36,6	128,2	128,7	132,2	44,2	49,2	52,3
99,1	—	—	—	8,7	9,4	9,6	—	—	—	37,5	40,1	40,7	183	182,6	184,6	64.9	67,2	69,3
130,0	—	—	—	10,1	9,8	9,7	—	—	—	43,9	43,9	43,9	—	—	—	88	83,2	82,6
— 15,2	42,4	42,4	—	0	1	—	— 5,3	—	—	21	—	—	—	—	—	—	—	—
— 25	—	—	—	—	—	—	— 38,1	— 38,5	—	8,7	9,6	—	—	—	—	—	—	—
— 30	—	—	—	—	—	—	— 54,9	— 55,5	—	3	4,1	—	—	—	—	—	—	—
— 32	—	—	—	—	—	—	— 61,0	— 60,6	59	0	1,2	1,4	+ 22,8	+ 21,8	—	53,9	52,8	—
— 49,7	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	— 22,4	— 22,6	—	28,9	29,5	—
— 64,7	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	— 62,8	— 61,3	—	7	10	—
— 68,6	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	— 75	— 71,4	— 68,8	0	3.9	6,9

275 Die Tabelle (a. vor. S.) giebt einige der erhaltenen Resultate. In derselben sind unter I die Intensitäten der magnetisirenden Ströme, unter M und R die temporären und permanenten magnetischen Momente der Stäbe verzeichnet. Die Columnen I. II. III. enthalten die Werthe, welche erhalten wurden, als die Stäbe wiederholt durch Ströme von aufsteigender Intensität I magnetisirt, und dann durch entgegengesetzt gerichtete Ströme von der Intensität $-I$ entmagnetisirt wurden.

Es wurde ferner ein harter Stahlstab erst 8 Mal durch einen galvanischen Strom von der Intensität I magnetisirt, und durch einen entgegengesetzten Strom von der Intensität $-I_1$ entmagnetisirt. Dabei ergab sich:

B.

		I.	II.	III.	IV.	V.	VI.	VII.	VIII.
$I = +111,8$	$R =$	80,9	75,4	73,8	73,4	72,5	72,6	72,6	72,5
$-I_1 = -62,2$	$M =$	− 80,3	− 74,7	− 72,8	− 71,5	− 70,4	− 69	− 69	− 69
	$R =$	− 2	+ 2,5	+ 4,2	+ 5	+ 5,2	+ 6,5	+ 6,5	+ 6

Sodann wurde derselbe Stab magnetisirt und entmagnetisirt durch Ströme von der Intensität I, wobei er die temporären und permanenten Momente M und R erhielt, wie folgt:

C.

I	14	26,8	37	51,8	62,7	77,5	92,1	111,3	− 12	− 26,6	− 41,5	− 63,3
M	28,5	53,2	69,9	99,2	122	155,0	186,1	—	+ 49	+ 16	− 19,6	− 68,5
R	13,9	22	28,5	38,6	47,5	57,1	65,7	73,6	66,5	45,1	27,8	6,5

Bei nochmaliger Magnetisirung durch stärkere Ströme erhielt er die permanenten Momente:

D.

I	111,3	125,9	140,2	154,3	168,1	182	195,2	208,5	221,6	234,4
R	73,6	81,7	90,4	100,5	108,1	115,8	122,7	128,5	133,6	138,3

Am entschiedensten zeigen sich die Gesetzmässigkeiten, welche aus diesen Beobachtungen folgen, an den harten Stahlstäben. Die bei diesen erhaltenen Zahlenwerthe sind deshalb zur leichteren Uebersicht in Fig. 169 (a. f. S.) als Ordinaten aufgetragen, während als Abscissen die Intensitäten der magnetisirenden Ströme verzeichnet sind. Die Curven 1, 2, 3, welche die Gipfelpunkte der Ordinaten verbinden, beziehen sich auf die bei der dreimal auf einander folgenden Magnetisirung des harten Stahlstabes erhaltenen und in der Tabelle *A* verzeichneten temporären Magnetismen *M* des Stabes; die Curven I, II, III auf die entsprechenden permanenten Magnetismen *R* desselben Stabes; die Curve IV giebt die permanenten Magnetismen des Stahlstabes, welcher zu den in Tabelle *C* und *D* verzeichneten Beobachtungen verwendet wurde. Letztere Curve ist oben abgebrochen und in der Curve IV *a* fortgesetzt.

Aus der Betrachtung dieser Curven, so wie aus der Berechnung der Quotienten, welche sich durch Division der jedesmaligen Magnetismen der Stäbe durch die entsprechenden Intensitäten der magnetisirenden Ströme ergeben, so wie aus vielen ähnlichen Versuchen, lassen sich folgende Sätze ableiten: 276

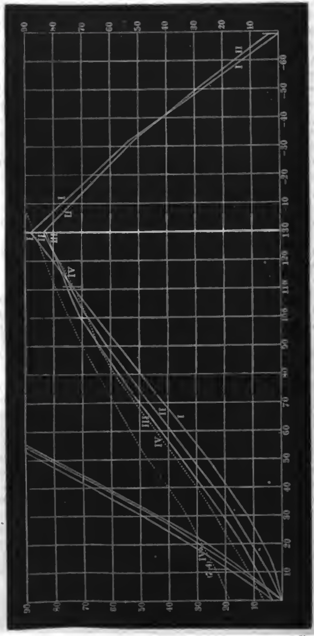
I. Wird ein Stahl- oder Eisenstab zum ersten Mal durch galvanische Ströme magnetisirt, so wachsen die während der Einwirkung der Ströme in demselben erzeugten temporären magnetischen Momente ein wenig schneller als die Intensitäten der Ströme. Erst später nähern sie sich dem von Joule und Müller zuerst beobachteten Maximum. Auch wenn ein magnetisirter Stahlstab durch entgegengesetzte Magnetisirung entmagnetisirt ist, zeigt sich bei neuer Magnetisirung dasselbe Verhältniss, indess werden bei Wiederholung desselben Verfahrens die temporären Momente der Stromintensität immer mehr proportional.

Dieses Resultat hatte schon Lenz [1]) beobachtet, es aber einer Fehlerquelle in seinem Apparate zugeschrieben. Auch Dub [2]) hat dasselbe bestätigt, indem er einen Strom hinter einander durch zwei Tangentenboussolen und die den Eisenkern enthaltende Magnetisirungsspirale leitete, welche sich auf einem Schlitten senkrecht gegen den Meridian verschieben liess. Durch Einstellen derselben wurde nach der Methode von Koosen (§. 271) die Ablenkung der Nadel der einen Boussole bei ganz schwachen Strömen ($1^1/_2{}^0$ Ausschlag an der Boussole) compensirt. Bei wachsender Stromintensität wurde dann die Nadel der Boussole erst gegen den Stab in der Magnetisirungsspirale hingezogen und kehrte bei weiterer Steigerung der Intensität wieder auf Null zurück.

---

[1]) Lenz, Bullet. de St. Petersbourg T. XIV, p. 364. 1854.* — [2]) Dub, Elektromagnetismus S. 145.*

Fig. 169.



II. Die nach Aufhebung der Ströme in den Stäben zurückbleibenden permanenten magnetischen Momente wachsen bei der ersten Magnetisirung durch allmälig aufsteigende Ströme ungleich schneller als die magnetisirenden Kräfte. Erst bei stärkeren Strömen tritt eine Umkehr ein, indem dann die Magnetismen langsamer zunehmen, als jene, und sich einem Maximum nähern.

III. Wird einem magnetisirten Stabe durch entgegengesetzte Ströme der permanente Magnetismus entzogen, so kann es kommen, dass bei einer gewissen Stromstärke der temporäre Magnetismus des Stabes umgekehrt erscheint gegen den früheren permanenten Magnetismus des Stabes, während bei Aufhebung des Stromes der permanente Magnetismus, wenn auch schwächer, so doch noch in der früheren Polarität hervortritt [1]. Erst bei stärkeren Strömen wird der letztere völlig vernichtet und erscheint dann auch bei Aufhebung der Ströme umgekehrt.

Der permanente Magnetismus der Stäbe nimmt hierbei schneller ab, als die Intensitäten der entmagnetisirenden Ströme zunehmen. Zur vollständigen Vernichtung des permanenten Magnetismus ist ein schwächerer Strom erforderlich, als zur Erzeugung desselben erforderlich war. Bei weiterem Zunehmen der entmagnetisirenden Ströme nähern sich die dem Stabe jetzt in entgegengesetztem Sinne wie früher ertheilten permanenten Magnetismen einem Maximum.

IV. Hat man durch Einwirkung eines Stromes einen durch Ausglühen unmagnetisch gemachten Stab magnetisirt, und ihn sodann durch einen Gegenstrom entmagnetisirt, so vermag weder dieser Gegenstrom, noch einmal angewandt, noch ein schwächerer Strom in gleichem Sinne wie derselbe, dem Stab Magnetismus in einer der ursprünglichen Magnetisirung entgegengesetzten Richtung zu ertheilen. Wohl aber magnetisiren Ströme von gleicher Intensität wie die Gegenströme, aber in der Richtung des ursprünglich magnetisirenden Stromes angewandt, den Stab schwächer oder stärker. Es ist demnach für die Untersuchung der Einwirkung galvanischer Ströme auf einen unmagnetischen Stahlstab durchaus nicht gleichgültig, ob der Stab durch Ausglühen völlig entmagnetisirt worden ist, oder ob man ihn nur durch die Einwirkung nach einander folgender entgegengesetzt gerichteter Ströme scheinbar unmagnetisch gemacht hat.

Aehnliche Beobachtungen wie die im ersten Abschnitte dieses Satzes erwähnten sind schon früher von Ritchie und Jacobi [2]) gemacht worden. So fand Ritchie, und Jacobi bestätigte die Beobachtung, dass ein gehärteter Stahlhufeisenmagnet durch Streichen schwer entgegengesetzt magnetisirt wird, während ein einziger Strich genügt, um ihm nach der Entmagnetisirung die frühere Polarität wiederzugeben.

[1]) Vergl. auch Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. LXXXV, S. 156. 1852.* — [2]) Ritchie, Phil. Mag. [3] T. III, p. 124. 1833;* Pogg. Ann. Bd. XXIX, S. 467;* Jacobi, Pogg. Ann. Bd. XXXI, S. 367. 1834.*

Auch Marianini [1]) hat Eisen- und Stahlstäbe sowohl durch den Schlag einer Leydner Batterie als auch durch galvanische Ströme magnetisirt, welche durch eine dieselben umgebende Spirale geleitet wurden, und sie nachher durch einen entgegengesetzten Schlag oder Strom entmagnetisirt; ebenso hat er durch Streichen nach der einen oder anderen Richtung dasselbe Resultat erzielt. Auch er fand dabei den oben ausgesprochenen Satz.

V. Bei einer anderen Reihe meiner Versuche wurde ein durch Ausglühen entmagnetisirter Stab durch einen Strom von einer bestimmten Intensität i magnetisirt; sodann durch einen Gegenstrom nur zum Theil entmagnetisirt. Wollte man dem auf diese Weise geschwächten Magnetstab sein früheres permanentes Moment wiedergeben, so war dazu ein Strom von der gleichen Intensität i wie vorher erforderlich.

VI. In einem anderen Falle wurde ein durch Ausglühen völlig entmagnetisirter Stab auf ein permanentes Moment A gebracht und durch einen Gegenstrom von der Intensität i_b, auf das permanente Moment B reducirt. Durch einen dem ersten Strom gleichgerichteten, aber schwächeren Strom erhielt sodann der Stab das permanente Moment C. Um ihn nun von der Magnetisirung C auf die Magnetisirung B zu bringen, war wieder ein Gegenstrom von der Intensität i_b erforderlich. Hierbei konnte selbstverständlich B positiv, Null oder negativ sein.

277 VII. Bei wiederholten Magnetisirungen und Entmagnetisirungen durch Ströme von derselben Intensität werden Anfangs die durch dieselbe magnetisirende Kraft erhaltenen permanenten Momente etwas grösser, als vorher; sie wachsen Anfangs immer noch schneller als die magnetisirenden Ströme, aber weniger schnell als zuerst. Dabei tritt der Wendepunkt, von dem an die Magnetismen langsamer zunehmen, schon bei einer schwächeren Intensität als vorher ein. Endlich wird die durch den stärksten angewandten Strom erreichbare Magnetisirung allmälig ein Wenig kleiner. Beim Entmagnetisiren fallen gleichfalls die Magnetismen etwas langsamer ab, als vorher. Der bei dem ersten Mal zum Entmagnetisiren genügende Gegenstrom lässt dabei dem Stabe ein bei Wiederholung der Operation immer grösser werdendes Residuum. Erst nach mehrfacher Hin- und Hermagnetisirung eines Stabes erlangt er einen constanten Zustand, wo er sich bei ferneren Magnetisirungen stets gleich verhält.

Indem bei wiederholter Anwendung der entgegengesetzten Ströme von gegebener Intensität I und $-I^1$ das Maximum der Magnetisirung allmälig auf eine bestimmte Grösse sinkt, das Minimum aber um ein Bestimmtes steigt, sind die durch die angewandten Ströme erreichbaren Magnetisirungen in engere Gränzen eingeschlossen, als vorher.

Ueber die Gränzen dieser Magnetisirungen hinaus durch noch stärkere Ströme magnetisirt, verhält sich der Stab wieder ähnlich, wie bei seiner

[1]) Marianini, Raccolta T. I, p. 1; Ann. de Chim. et de Phys. T. XVI, p. 436 et 448. 1846.*

ersten Magnetisirung. Die Magnetismen steigen erst schneller an, wie die Intensitäten der Ströme, und nähern sich erst bei noch stärkeren Strömen dem Maximum [1]).

VIII. Alle diese Erscheinungen zeigen sich am deutlichsten am harten 278
Stahl, weniger am weichen Stahl und Eisen.

Dabei sind schon bei schwächeren magnetisirenden Kräften, entsprechend den Angaben des §. 272 u. 273 die temporären Momente im harten Stahl kleiner als im weichen Stahl, und in diesem kleiner als im weichen Eisen. Da alle Stäbe gleiche Gestalt haben, so folgt hieraus wiederum, dass mit der Härte der Stoffe im Allgemeinen die magnetische Inductionsconstante k kleiner wird. Die permanenten magnetischen Momente zeigen aber gerade das entgegengesetzte Verhalten wie die temporären Momente.

IX. Nimmt man indess das Verhältniss der durch gleiche Stromintensitäten im harten und weichen Stahl und Eisen erzeugten temporären Magnetismen M_h, M_w und M_e, so nimmt mit wachsender magnetisirender Kraft das Verhältniss $\frac{M_w}{M_h}$ und $\frac{M_e}{M_h}$ allmälig ab.

Es würde hiernach das temporäre magnetische Moment im weichen Eisen sich schneller einem Maximum nähern, als im weichen und namentlich im harten Stahl. — Dies wird auch durch einige Versuche von Plücker [2]) dargelegt. Derselbe hängte vor den einen Pol eines starken Elektromagnetes ein Kreuz, gebildet aus einem dickeren Stahlstab und dünnerem Eisenstab. In grösserer Entfernung stellte sich hierbei der Eisenstab axial, so dass seine Axe sich gegen den Pol des Magnetes hin wendete, bei grösserer Annäherung aber der Stahlstab. Dasselbe ergab sich bei allmäliger Verstärkung der Magnetisirung des Elektromagnetes durch aufsteigend stärkere Ströme. Es kann indess das Resultat des vorliegenden Versuches auch nur dadurch bedingt sein, dass das Eisen wegen seiner kleineren Dimensionen schneller den Sättigungspunkt erreichte, als der dickere Stahlstab.

Directer bestätigen folgende Versuche von Plücker [3]) den oben ausgesprochenen Satz. Er riss gleich grosse Knöpfe von 8^{mm} Durchmesser und 14^{mm} Länge von Eisen und verschieden hartem Stahl von den Polen

---

[1]) Weniger deutlich, als bei den vorliegenden Versuchen, zeigen sich diese Verhältnisse bei einigen Versuchen von Joule (Phil. Trans. 1856. T. I, p. 287*), bei denen er namentlich den „magnetic set", d. h. die Aenderung des permanenten Magnetismus eines durch einen Strom magnetisirten Stabes bei Umkehrung der Stromesrichtung untersuchte. Die Magnetismen der vertical gestellten Stäbe wurden durch Ablenkung einer ihrem Ende genäherten Magnetnadel bestimmt. Es sollte bei Stahlstäben der „magnetic set" zuerst nahezu proportional dem Quadrat der Stromintensität, dann schneller als die dritte Potenz, dann wieder langsamer bis zur Sättigung wachsen. Bei zwei halbcylinderförmigen Magneten, bei denen die Anziehung ein Maass für die Magnetisirung gab, sollte die Aenderung des „set" bei Umkehrung des Stromes dem Quadrat der Stromintensität nahezu proportional sein. — [2]) Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXXVI, S. 11. 1852.* — [3]) Plücker, Pogg. Ann. Bd. XCIV, S. 28. 1855.*

verschieden starker Magnete ab, indem er sie an den einen Arm eines Wagebalkens hängte, und den anderen Arm desselben theils durch ein verschiebbares Laufgewicht, theils durch Aufschütten von Sand auf die an demselben hängende Wagschale belastete. Als schwächere Magnete dienten drei gleiche verschieden stark magnetisirte Stahlstäbe I., II., III. mit abgerundeten Endflächen, und ein sehr grosser Elektromagnet, auf dessen eine Endfläche ein konisch zugespitzter, oben abgerundeter Anker gesetzt wurde, und der durch 1 oder 6 Grove'sche Elemente erregt wurde (Versuche IV. und V.). So ergaben sich unter Andern die in folgender Tabelle verzeichneten Resultate. In derselben sind unter *A* die zum Abreissen des glasharten Stahlknopfes erforderlichen Gewichte, unter den folgenden Rubriken die zum Abreissen der anderen Knöpfe erforderlichen Gewichte verzeichnet, wenn man dieselben für den glasharten Knopf gleich 1 setzt. — Unter *P* sind die Gewichte verzeichnet, welche erforderlich waren, um die Knöpfe nach ihrer Magnetisirung von einem oben abgerundeten weichen Eisenstab abzureissen. Sie geben also ein Maass für ihre permanenten Magnetismen.

	A.	Glasharter Stahlknopf.	Gelb angelaufener Stahlknopf.	Blauer Stahlknopf.	Weicher Eisenknopf.
I.	0,1225	1	2,18	2,78	3,31
II.	1,1000	1	1,72	2,21	2,62
III.	18,3	1	1,35	1,63	1,93
IV.	233	1	1,12	1,28	1,42
V.	1149	1	1,084	1,25	1,37
P		24,6.	20,3	11,7	0[1]).

Diese Tabelle zeigt deutlich, wie die Anziehung des Eisens und weicheren Stahles bei grösseren Kräften des dasselbe magnetisirenden Magnetes langsamer wächst, als die des glasharten Stahles, dass also das temporäre Moment des letzteren erst bei grösseren magnetisirenden Kräften ein Maximum erreicht, als das der ersteren.

Aehnliche Resultate hat auch schon früher E. Becquerel[1]) erhalten, als er gleich grosse Stäbchen von weichem Eisen und Gusseisen in horizontaler Lage an einem Coconfaden aufhängte und sie zwischen den Polen eines Magnetes schwingen liess, und letztere in verschiedene Abstände von den Stäbchen brachte. Waren die Pole weit von den Stäbchen entfernt, also die magnetisirende Kraft schwach, so verhielten sich die dem umgekehrten Quadrat der Schwingungsdauer proportionalen, auf das weiche Stahlstäbchen und das Stäbchen von Gusseisen wirkenden Kräfte wie 1 : 0,655; waren die Pole nahe an denselben, also die magnetisirende Kraft gross, wie 1 : 0,739.

279 Das Verhältniss der magnetischen Momente des Nickels, Kobalts und

[1]) E. Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XXXII, p. 78. 1851.*

Eisens ist mehrfach, jedoch wohl selten mit reinen Materialien bestimmt worden. So liess Gay-Lussac [1]) eine Magnetnadel für sich und über gleich grossen Eisen- und Nickelplatten schwingen. Die Schwingungsdauer von je 10 Schwingungen betrugen 131, 60 — 65 und 77 — 78 Secunden, wonach sich die im Eisen und Nickel inducirten Momente etwa wie 2 : 1 verhielten. — Lampadius [2]) fand dagegen die Anziehung dreier gleich schwerer an einer Wage aufgehängten von Stücke Frischeisen und Nickel und (unreinem) Kobalt im Verhältniss von 55 : 35 : 25. Legirungen von Nickel mit Platin und Gold zeigten nahezu denselben Magnetismus wie Nickel.

Nach Biot [3]) würde eine Nickelnadel von möglichst reinem Metall, mit demselben Magnet bis zur Sättigung gestrichen, wie eine gleich grosse Stahlnadel, ein Drittel des permanenten Magnetismus der letzteren behalten.

Nach E. Becquerel [4]) soll bei gleicher Dichtigkeit, d. i. wenn in einem gleichen Volum gleiche Gewichtsmengen der verschiedenen Stoffe, z. B. als Feilspäne enthalten sind, der in dem weichen Nickel erzeugte „specifische" Magnetismus dem des weichen Eisens gleich sein und sich Kobalt wahrscheinlich ebenso verhalten. Genauere Bestimmungen dieser Werthe bieten insofern manche Schwierigkeiten, als Beimengungen von Eisen nur schwer vollständig vermieden werden können.

Aus einigen Versuchen, die Arndtsen [5]) mittelst des Diamagnetometers (vergl. d. Cap. Diamagnetismus) angestellt hat, würde folgen, dass die temporären und permanenten Momente M und m eines Streifchens Nickelblech mit wachsender Intensität des magnetisirenden Stromes sehr bald einem Maximum sich nähern. Dieselben sind bei Anwendung der in absolutem Maass gemessenen Intensitäten I der magnetisirenden Kräfte:

I	38,05	195,91	325,92	420,88	573,62
M	148,84	197,12	202,17	202,14	205,45
m	37,31	85,59	90,64	92,61	93,62

Bei Vergleichung dieser Momente mit denen eines gleichgestalteten Eisenstabes würde sich aus den Versuchen von Weber (§. 284) berechnen, dass bei sehr schwachen magnetisirenden Kräften das Moment des Nickelstabes an 5mal grösser, bei stärkeren Kräften aber kleiner ist, als das des Eisens. — Es würden also die Theilchen des Nickels stärker der durch die magnetisirenden Kräfte bewirkten Drehung in die magnetische Lage folgen, aber an und für sich ein schwächeres magnetisches Moment besitzen, als die des Eisens (s. §. 284). — Aehnliche Resultate hat Plücker [6]) beim Kobalt erhalten (Vergl. das Capitel Diamagnetismus).

Beim Magneteisenstein würde nach E. Becquerel l. c. der durch gleiche magnetisirende Kräfte erregte specifische Magnetismus 0,48 von dem des Eisens sein.

---

[1]) Gay-Lussac, Ann. de Chim. et de Phys. T. XXV, p. 119. 1824.* — [2]) Lampadius, Schweigg. Journ. Bd. X, S. 174. 1814.* — [3]) Biot in Hauy, Traité de Phys. T. II, p. 126. — [4]) E. Becquerel, Compt. rend. T. XX, p. 1708. 1845. — [5]) Arndtsen, Pogg. Ann. Bd. CIV, S. 606. 1858.* — [6]) Plücker, Pogg. Ann. Bd. XCI, S. 1. 1854.*

Künstliches Schwefeleisen kann auch durch Streichen permanenten Magnetismus erhalten [1]).

280 Der im Stahl erzeugte temporäre Magnetismus kann Veranlassung zu einer scheinbar anomalen, schon von ältern Physikern, wie **Aepinus**, **Musschenbroek** beobachteten Erscheinung geben.

Nähert man dem einen (Nord)pol eines nicht zu stark magnetisirten Stahlstabes *A* einen gleichnamigen (Nord)pol eines zweiten stark magnetischen Stahlstabes *B*, so tritt nach den bekannten Gesetzen eine Abstossung des ersten Poles *A* durch den zweiten ein. Bringt man aber den stärkeren Pol *B* dicht an den schwächeren Pol des ersten Magnetes, so verwandelt sich diese Abstossung in eine Anziehung. Entfernt man den Magnet *B* wieder von *A*, so tritt von Neuem bei weiterer Entfernung der Magnete eine Abstossung hervor.

Der Grund dieser Erscheinung ist der, dass bei unmittelbarer Berührung des starken Poles *B* mit dem schwachen Pol *A* temporär in letzterem ein dem schon vorhandenen permanenten Magnetismus entgegengesetzter temporärer Magnetismus erregt wird, welche aber beim Aufhören der wirkenden Kraft, d. i. bei Entfernung des Poles *B*, wieder der früheren Polarität Platz macht. Im Inneren des Magnetstabes *A* bleibt in weiterer Entfernung von den beiden Polen die frühere Polarität bei, indem die die Moleküle richtende Kraft von *B* nicht bis zu den dort liegenden Theilchen sich mit solcher Stärke erstreckt, dass sie ihre Lage umkehrt. Entfernt man daher den Pol *B*, so wird durch die Einwirkung dieser entfernteren Moleküle von *A* die frühere Polarität wieder hergestellt. Sind indess die Magnete sehr ungleich, so kann sich bei der Berührung die Magnetisirung des schwächeren permanent umkehren [2]).

Da durch magnetisirende Kräfte auch in einem bis zur Sättigung magnetisirten Stahlstab temporärer Magnetismns erzeugt werden kann, so ändert sich das maguetische Moment von Stahlmagncten, welche man in eine mehr oder weniger geneigte Stellung gegen die Inclinationsrichtung bringt, durch den Einfluss des Erdmagnetismus [3]). Man kann diese Aenderungen nntersuchen, indem man in einer bestimmten Entfernung vor den Poleu eines vertical gestellten Stahlmagnetes Magnetnadeln aufstellt und ihre Oscillationsdauer bestimmt. Befindet sich der Nordpol des Magnetes nnten, so verstärkt der Erdmagnetismus temporär sein Moment, befindet sich der Südpol unten, so schwächt er dasselbe.

Auf der Erfahrung, dass der temporäre Magnetismus, welcher einem Stahlmagnet durch Kräfte ertheilt wird, die der ursprünglichen Magnetisirung entgegen wirken, in gewissen Fällen entgegengesetzt sein kann dem ursprünglichen permanenten Magnetismus der Nadel, beruht das

---

1) **Hatchett**, Phil. Trans. 1804; Gilb. Ann. Bd. XXIV, S. 58. — 2) Vergl. auch **Poggendorff**, Pogg. Ann. Bd. XLV, S. 375. 1838.* — 3) **Kupfer**, Pogg. Ann. Bd. XII, S. 121;* Kastner's Archiv Bd. XIII, S. 13. 1828.*

§. 210 erwähnte Phänomen der doppelsinnigen Ablenkung der Nadel des Galvanometers durch abwechselnd gerichtete oder nur unterbrochene Ströme.

Man kann dieses Phänomen auch in der Art erhalten, dass man vor einer Magnetnadel durch eine Centrifugalmaschine einen Magnetstab um eine ihn halbirende, in dem magnetischen Meridian liegende, horizontale Axe so rotiren lässt, dass bei seinem Durchgang durch die horizontale Lage der eine oder andere Pol in einiger Entfernung nach Ost oder West von dem einen Pol der Magnetnadel sich befindet [1]). Steht die Nadel im magnetischen Meridian, so bleibt sie in demselben; wird sie aber gegen denselben senkrecht gestellt, so verbleibt sie auch in dieser Stellung, gleichviel, welchen Pol sie der Rotationsebene des Magnetstabes zukehrte, da nun die anziehende und abstossende Wirkung der Pole des Stabes auf die Pole der Nadel bei dem schnellen Wechsel ihrer Lage sich aufheben, und nur der jedesmal in dem dem Stab zunächst liegenden Ende derselben vertheilte Magnetismus, welcher dem des genäherten Poles des Stabes in jedem Falle ungleichnamig ist, eine Anziehung jenes Endes zur Folge hat.

Ausser den vorher beschriebenen Versuchen habe ich einige andere Versuche über die Aenderungen des temporären und permanenten Magnetismus von Eisendräthen durch Ströme angestellt, welche in der einen oder anderen Richtung direct durch dieselben hindurch geleitet wurden. 281

Diese Versuche wurden in ganz derselben Weise ausgeführt, wie die §. 274 beschriebenen. Eisendräthe von etwa 58 ctm Länge wurden in der Axe einer horizontal von Ost nach West gerichteten vor einem magnetischen Stahlspiegel liegenden Drathspirale aufgespannt, und ihr temporäres und permanentes magnetisches Moment aus der Ablenkung des Stahlspiegels bestimmt, sowohl während der Dauer als auch nach dem Oeffnen des magnetisirenden Stromes. Nachher wurde durch die Dräthe in der einen oder anderen Richtung ein Strom direct hindurch geleitet und wiederum ihr Moment gemessen. Man hatte sich überzeugt, dass der Strom für sich die Ablenkung des Stahlspiegels nicht änderte.

In der folgenden Tabelle I sind einige der Resultate verzeichnet, welche ich erhielt, während der Drath beständig der magnetisirenden Kraft unterworfen war. Unter M sind die Ablenkungen des Spiegels des Galvanometers angegeben, wenn jene Kraft allein wirkte, unter $+m$ und $-m$ die Ablenkungen, wenn der Strom in der einen oder anderen Richtung den Drath durchfloss.

I.

M	$+m$	M	$+m$	M	$-m$	M	$+m$	M
254	247	261	247	261	246,5	261	246,5	261.

[1]) Poggendorff l. c.

In der Tabelle II. sind dagegen unter *M* die Ablenkungen des Spiegels durch einen nach dem Oeffnen des magnetisirenden Stromes permanent magnetisirten Eisendrath verzeichnet, sowohl am Anfang der Versuche (*M*), als nachdem ein Strom in dieser oder jener Richtung durch ihn geleitet und dann wieder geöffnet worden war (M_+ und M_-). Unter $+m$ und $-m$ sind die Ablenkungen angeführt, die der Drath dem Spiegel während der Einwirkung dieses abwechselnd gerichteten Stromes ertheilt.

II.

M	$+m$	M_+	$+m$	M_+	$+m$	M_+	$+m$	M_+	$-m$	M_-
223,5	121,5	132	118	128	117,5	127,5	116,5	125	81,5	87,5

sodann nach oft wiederholtem Umkehren der Richtung des hindurchgeleiteten Stromes:

M_-	M_+	M_-	M_+	M_-	M_+	M_-
42,5	54	39,5	51,5	37	50	35,5.

Aus diesen Versuchen ergeben sich im Wesentlichen folgende Resultate:

1. Leitet man durch einen Eisendrath, welcher in der Axe einer Magnetisirungsspirale liegt, und in derselben temporär magnetisirt wird, während der magnetisirende Strom geschlossen bleibt, einen Strom, so vermindert sich sein temporärer Magnetismus. Nach dem Oeffnen des hindurchgeleiteten Stromes tritt derselbe stärker auf als vorher. Bei wiederholtem Schliessen des hindurchgeleiteten Stromes, gleich viel, welches seine Richtung ist, vermindert sich dann stets der temporäre Magnetismus, und tritt nach dem Oeffnen desselben in gleicher Stärke wie vorher auf.

2. Leitet man durch den Eisendrath, nachdem der magnetisirende Strom geöffnet worden ist, einen Strom, so vermindert sich gleichfalls sein permanenter Magnetismus [1]). Beim Oeffnen des hindurchgeleiteten Stromes wächst derselbe ein wenig, aber nicht bis zur früheren Stärke. — Wiederholtes Schliessen und Oeffnen des hindurchgeleiteten Stromes vermindert den permanenten Magnetismus des Drathes nur noch sehr wenig. Wird aber ein Strom in entgegengesetzter Richtung durch den Drath geleitet, so vermindert sich sein Magnetismus wieder sehr stark.

3. Hat man dem Drath durch wiederholte Umkehrung der Richtung des hindurchgeleiteten Stromes einen grossen Theil seines permanenten Magnetismus entzogen, und leitet nun den Strom durch denselben in

[1]) In ähnlicher Weise hat man schon vor langer Zeit, u. A. auch Marianini, beobachtet, dass der Schlag einer Leydener Flasche, welchen man durch die Axe eines Magnetstabes leitet, seinen Magnetismus vermindern kann. Marianini, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XVI, p. 436. 1846.*

der einen und anderen Richtung, so wächst in dem einen Fall der Magnetismus, den er ohne den hindurchgeleiteten Strom besass; in dem anderen vermindert sich derselbe. Bei Wiederholung der Umkehrung der Stromesrichtung ist dabei stets eine ganz allmälige Abnahme des permanenten Magnetismus des Drathes zu beobachten, den man auf diese Weise nach und nach entmagnetisiren kann.

Ein complicirteres Verhalten, als bei der Magnetisirung durch galvanische Ströme tritt ein, wenn man Stahlstäbe durch Streichen permanent zu magnetisiren sucht. Während sie im ersteren Falle (abgesehen von besonderen, im Capitel „Induction" zu behandelnden Umständen) in unmessbar kurzer Zeit das der betreffenden magnetisirenden Kraft entsprechende temporäre und auch permanente Moment erhalten, bedarf es beim Streichen eines Stahlstabes wiederholter Striche mit einem Stahlmagnet, um dasselbe Resultat zu erreichen. 282

So hat Quetelet [1]) parallelepipedische Nadeln durch Streichen mit zwei gegen die Nadel um etwa 10 Grad geneigte Magnetstäbe magnetisirt, welche von der Mitte gegen ihre Enden geführt wurden. Nach jedem Strich wurde die Dauer von 100 Schwingungen gemessen. Es ist dann das magnetische Moment der Nadel:

$$M = const. \frac{Pl^2}{T^2},$$

wo P das Gewicht, l die Länge, T die Schwingungsdauer der Nadel ist.

Ist I das magnetische Moment der Nadel, wenn sie zum Maximum magnetisirt ist, ist x die Anzahl der Striche, welche die Nadel erhalten hat, so drückt nach diesen Versuchen die Formel:

$$M_x = I\left(1 - \mu^{x^\alpha}\right),$$

in der μ und α zwei Constante sind, die von der Natur der Nadel und dem Magnetismus der streichenden Magnete abhängen, das magnetische Moment M_x derselben nach x Strichen aus.

Bei kleineren geraden Nadeln von etwa 645 Millimeter Länge und 5445 Milligramm Gewicht ist α etwa $^2/_3$. Nach 30 Strichen haben diese Nadeln nahezu ihren Sättigungspunkt erreicht.

Der Magnetismus der Nadeln nimmt also bei den ersten Strichen schnell, dann immer langsamer zu.

Wird eine parallelepipedische Nadel zuerst auf zwei gegenüberstehenden Flächen so lange gestrichen, dass sie bei weiterem Streichen keinen Zuwachs an Magnetismus zeigt, so nimmt sie von Neuem Magnetismus an, wenn man sie auf den beiden anderen Flächen streicht.

Wird eine durch eine bestimmte Anzahl Striche magnetisirte Nadel entgegengesetzt gestrichen, so verliert sie schon beim ersten Strich, oder

---

1) Quetelet, Ann. de Chim. et de Phys. T. LIII, p. 248. 1833.*

bei grösserer Masse nach den zwei ersten Strichen ihren ganzen Magnetismus und kehrt sogar ihre Polarität um. Indess nimmt die Nadel durch eine gleiche Anzahl Striche wie vorher nicht ein ganz gleich grosses entgegengesetztes Moment an. So betrugen z. B. die Schwingungsdauern bei einer 15 Ctm. langen, 15 Millim. breiten und 7 Ctm. dicken Nadel bei auf einander folgenden Umkehrungen der Magnetisirung:

Striche	I.	II.	III.	IV.	V.	VI.	VII.	VIII.	IX.
+ 1	+ 195	+ 235,2	+ 250	+ 257,3	+ 262	+ 245,5	+ 292	+ 246	+ 276
+ 24	+ 127,5	+ 135,3	+ 141,8	+ 141,5	+ 148,5	+ 150,7	+ 153,7	+ 151,9	+ 153,0
— 1	—	—	— 261	— 407,0	— 355	— 353	— 305	— 314	—
— 24	— 145,5	—	— 148,3	— 153,5	— 156	— 156	— 157,5	— 155,3	—

Die negativen Vorzeichen bedeuten die der ursprünglichen (+) entgegengesetzte Magnetisirung der Nadel.

Das durch eine gleiche Anzahl Striche bei der Magnetisirung erzeugte magnetische Moment der Nadel ist also bei jeder Umkehrung geringer. Es sind dabei zuerst die Magnetismen grösser, welche der Richtung der ersten Striche entsprechen. Nachher nähern sich aber die Magnetismen bei beiden Richtungen der Magnetisirung derselben constanten Grösse.

Die letzten Reihen, welche bei der negativen und positiven Magnetisirung der Nadel erhalten wurden, gaben magnetische Momente, welche ziemlich gut den Formeln:

$$+M = +4{,}38\,(1 - 0{,}36^{\sqrt{x-0{,}8236}}) \text{ und } -M_l = -4{,}1\,(l - 0{,}36^{\sqrt{x-0{,}933}})$$

entsprechen.

Die Resultate, welche Quetelet in Bezug auf das Verhältniss der magnetischen Momente der magnetisirenden und magnetisirten Stäbe bei verschiedenen Dimensionen derselben erhielt, können wegen der Ungleichheit der verwendeten Stahlsorten keine allgemeinere Beziehungen geben.

283 Wir wenden uns jetzt der Erklärung der in den vorigen Paragraphen beschriebenen Thatsachen zu.

Um zunächst das bei wachsender magnetisirender Kraft allmälig eintretende Maximum des temporären magnetischen Momentes zu begründen, musste man unter der Annahme der Scheidung magnetischer Fluida zu der Hypothese seine Zuflucht nehmen, dass diese Scheidung nicht proportional der scheidenden magnetischen Kraft statthabe, sondern mit wachsender Intensität derselben in geringerem Verhältniss vor sich gehe. Auf diese Weise sucht Plücker [1]) die von Müller abgeleitete Formel für die

[1]) Plücker, Pogg. Ann. Bd. XCI, S. 12. 1854.

Beziehung zwischen der magnetisirenden Kraft p und dem in den Eisenstäben entwickelten temporären magnetischen Moment:

$$m = c \, arctg \, \frac{p}{k} = \frac{cp}{k}\left(1 - \frac{1}{3}\left(\frac{p}{k}\right)^2 + \ldots\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

aus der Annahme herzuleiten, dass der Scheidung der magnetischen Fluida in den einzelnen Molekülen ein gewisser Widerstand entgegenstehe, welcher im Allgemeinen einer Potenz der magnetisirenden Kraft p entspreche. Dann würde sich das magnetische Moment m ausdrücken lassen durch die Formel:

$$m = p\lambda - \mu \, (p\lambda)^n = p\lambda \, (1 - \mu \, (p\lambda)^{n-1}) \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

wo λ und μ Constante sind, die Plücker mit dem Namen „Inductions-“ und „Widerstandscoefficient“ bezeichnet, und wo $n > 1$ ist. Da n nicht $= 2$ sein kann, indem sonst bei entgegengesetzter Magnetisirung, wenn p in $-p$ übergeht, der Werth m nicht in $-m$ übergehen würde, nimmt Plücker willkürlich $n = 3$ an. Dann entspricht die Formel 2 der Formel 1, wenn man $\lambda = \frac{c}{k}$, $\mu = \frac{1}{3c^2}$ setzt.

Zur Begründung des Auftretens des permanenten Magnetismus müsste man noch die Annahme der Coercitivkraft machen (§. 60), die man gewissermaassen auch als einen Widerstand auffassen könnte, welcher die Rückkehr der geschiedenen Fluida zu einander verhinderte. — Die Erscheinung, dass schwächere und entgegengesetzte Kräfte, als die magnetisirenden, einem Stab den permanenten Magnetismus entziehen, würde zu der Folgerung veranlassen, dass der Widerstand bei der Trennung der Fluida von einander grösser wäre, als bei ihrer Wiedervereinigung.

Viel übereinstimmender mit dem auch später mitzutheilenden mecha- 284
nischen Verhalten der Magnete erscheint zur Erklärung der bisher erwähnten Resultate die Annahme von drehbaren Molekularmagneten, die in einem unmagnetischen Stab in allen Richtungen durch einander liegen, im magnetischen gerichtet sind (vergl. §. 59 und 61). Bezeichnet z. B. OX, Fig. 170 (a. f. S.), die Richtung der auf einen Eisen- oder Stahlstab wirkenden magnetisirenden Kraft, so wird dann auch OX die Richtung der magnetischen Axe des Stabes werden. Es sei NS einer der kleinen Molekularmagnete, welcher im unmagnetischen Zustande des Stabes mit der Axe OX den Winkel $NOX = \alpha$ bildet. Durch die magnetisirende Kraft, deren Grösse X sei, wird NS der Axe OX um den Winkel β zugedreht werden, so dass es die neue Lage N_1S_1 einnimmt, in der es mit OX nur noch den Winkel $\alpha - \beta$ macht. Das auf NS in dieser Lage durch die magnetisirende Kraft $N_1A = X$ ausgeübte Drehungsmoment ist $N_1B = X \sin(\alpha - \beta)$. Soll nun der Molekularmagnet im Gleichgewicht sein, so muss das durch die Molekularkräfte auf denselben ausgeübte Drehungsmoment N_1C, welches denselben in seine frühere Lage zurückzuführen strebt, dem magnetischen

Drehungsmoment gleich sein. Das erstere ist im Allgemeinen eine Function des Winkels NON_1, um den NS gedreht worden ist, so dass also als Gleichgewichtsbedingung gälte:

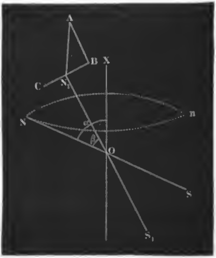
$$X \sin(\alpha - \beta) = D . f(\beta) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Das magnetische Moment des Molekularmagnetes für sich sei m, also das Moment, welches er in seiner unmagnetischen Ruhelage dem Pole in der Richtung OX ertheilt, $m . \cos \alpha$. Nach der Drehung ist letzteres Moment $m \cos(\alpha - \beta)$, also die durch die Drehung bewirkte Zunahme des Momentes des Stabes:

$$M = m(\cos(\alpha - \beta) - \cos \alpha) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Würden wir diese Betrachtung über alle Moleküle des Magnetes ausdehnen, so würden wir unter gewissen Annahmen über die Function f der zurücktreibenden Molekularkräfte das durch die Kraft X dem Körper ertheilte magnetische Moment berechnen können. — Die einfachste Annahme in dieser Beziehung wäre die, dass die zurücktreibende Kraft dem Drehungswinkel β des Molekularmagnetes direct entspräche. Für kleinere Drehungen kann man dann auch mit Weber den Winkel seinem Sinus gleich setzen, so dass die Gleichgewichtsbedingung des gedrehten Molekularmagnetes ist:

Fig. 170.



$$X \sin(\alpha - \beta) = D . \sin \beta$$

oder

$$tg \beta = \frac{X \sin \alpha}{D + X \cos \alpha}.$$

Aus dieser Gleichung kann man in die Gleichung (2) den Werth für β einsetzen und erhält:

$$M = m\left(\frac{X + D \cos \alpha}{\sqrt{D^2 + X^2 + 2 D X \cos \alpha}} - \cos \alpha\right).$$

Ist nun die Zahl sämmtlicher Moleküle, welche im unmagnetischen Zustande des Körpers in einem Raumelemente oder, wenn wir wollen, Massenelemente nach allen Richtungen hin liegen, gleich n, und stellen wir uns vor, dieselben wären alle durch den Mittelpunkt einer Kugel vom Radius 1 hin-

durchgelegt, so würde die Zahl der gegen die Flächeneinheit der Kugeloberfläche gerichteten Moleküle gleich $\frac{n}{4\pi}$ sein, die Zahl der Moleküle also, welche gegen eine auf der magnetischen Axe OX vertical stehende Zone Nn der Kugeloberfläche gerichtet sind, deren Winkelabstand von OX gleich α ist, $\frac{n}{4\pi}\cdot 2\pi \sin\alpha\, d\alpha$, also das durch diese Moleküle nach ihrer Drehung dem Körper ertheilte Moment gleich $\frac{n}{2} M \sin\alpha\, d\alpha$, und das durch die Drehung aller Moleküle des Elementes des Körpers erzeugte Moment

$$M_0 = \frac{mn}{2}\int\limits_0^\pi M.\sin\alpha d\alpha = mn\left(1 - \frac{1}{3}\frac{D^2}{X^2}\right).$$

Mit wachsendem X nähert sich also das Moment immer mehr dem Werthe mn. (Die von Weber entwickelte Formel weicht von dieser Formel ein wenig ab.)

Mit Zugrundelegung der Annahme der magnetischen Fluida hatten wir in der mathematischen Theorie der Magnetisirung das in der Einheit des Volums durch eine äussere magnetische Kraft erregte magnetische Moment dieser Kraft X selbst und einer Constanten k proportional gesetzt. Unter der Annahme drehbarer Molekularmagnete müssen wir daher in allen Formeln für die Magnetisirung den Werth kX durch den oben angeführten $M_0 = mn\left(1 - \frac{1}{3}\frac{D^2}{X^2}\right)$, die Constante k also durch $mn\left(\frac{3X^2 - D^2}{3X^3}\right)$ ersetzen, wo n auf das Raumelement bezogen ist.

Für ein Rotationsellipsoid z. B., auf welches in der Richtung seiner Rotationsaxe die magnetisirende Kraft X gleichförmig wirkt, hatten wir nach §. 239, 4 das Moment in Bezug auf jene Axe gefunden:

$$P = \frac{kvX}{1 + kC},$$

wo v das Volumen des Ellipsoides, C eine von seiner Gestalt abhängige Constante ist.

Bezeichnen wir das durch die magnetisirende Kraft Eins in der Masseneinheit erzeugte magnetische Moment mit K, das specifische Gewicht des Eisens mit s, so ist $k = sK$; dann wird das Moment

$$P = \frac{KsvX}{1 + sKC}.$$

Ist die Masse des Ellipsoides $sv = 1$, so ist das Moment desselben

$$P_m = \frac{KX}{1 + sKC}.$$

---

[1]) Weber, Elektrodynamische Maassbest. III, S. 570.*

Setzt man in diese Formel den oben erhaltenen Werth M ein, in welchem jetzt n auf die Masseneinheit bezogen werde, so ist

$$P_m = \frac{M_0}{1 + s\,C.\dfrac{M_0}{X}}.$$

Für ein sehr gestrecktes Ellipsoid wird der Nenner gleich Eins (§. 239, 7), also

$$P_m = M_0 = m\,n\left(1 - {}^1/_3\,\frac{D^2}{X^2}\right).$$

Diese Formel hat Weber geprüft, indem er einen Eisenstab in eine denselben eng umschliessende so lange Spirale einlegte, dass auf der ganzen Länge des Stabes die Scheidungskraft constant blieb. (Auf dem Querschnitt war dies nicht genau der Fall). Vor die Spirale wurde ein Magnetometer gestellt, und die Enden des Spiraldrathes noch in zwei weiteren in umgekehrter Richtung gebogenen Windungen um die Mitte der Spirale gelegt, so dass der Strom in ihnen die Wirkung der Spirale für sich auf den Magnet des Magnetometers compensirte. Die Ablenkungen desselben rühren dann nur von dem Magnetismus des Eisenkernes her. Dieselben lassen das Moment des Kernes leicht in absolutem Maasse berechnen. Das Moment wurde durch das Gewicht des Eisenstabes in Milligrammen dividirt, um das Moment einer Masseneinheit von gleicher Gestalt wie der Stab zu erhalten. Dieses Moment ist in folgender Tabelle mit P_m bezeichnet. Die Intensität I des durch die Spirale geleiteten Stromes wurde durch eine Tangentenboussole nach elektromagnetischem absolutem Maass gemessen. Die auf die Mitte des Eisenstabes und auch seine übrigen Punkte ausgeübte elektromagnetische Scheidungskraft X ergiebt sich dann nach den Formeln des §. 142 in absolutem Maasse, wenn die Zahl und Weite der Windungen und die Länge der Spirale bekannt ist. Die für verschiedene Werthe von X beobachteten Momente P_m sind in folgender Tabelle mit den nach obiger Formel berechneten verglichen. Wir haben dabei die freilich nicht ganz genügende Annahme gemacht, dass die Längendimension des Eisenstabes gegen seine Querdimensionen sehr gross ist, so dass wir ihn als ein sehr gestrecktes Ellipsoid betrachten können, wodurch sich wohl die Abweichungen zwischen den berechneten und beobachteten Resultaten erklären können. In dem Ausdruck für $P_m = m\,n\left(1 - {}^1/_3\,\dfrac{D^2}{X^2}\right)$ ergeben sich dabei die für die Eisensorte des untersuchten Stabes charakteristischen Constanten:

$m n = 1808$
$D = 803{,}8$

x	P_m beobachtet	P_m berechnet
658,9	911,1	911,1
1381,5	1424,0	1595
1792,0	1547,9	1686,9
2151,0	1627,3	1721
2432,8	1680,7	1744
2757,0	1722,7	1757
3090,6	1767,3	1767,3
3186,0	1787,7	1769
2645,6	1707,9	1742,4
2232,1	1654,0	1730
1918,7	1584,1	1702,2
1551,2	1488,9	1646
1133,1	1327,9	1404,4
670,3	952,0	942,6

Bei der Betrachtung, dass die durch die magnetisirende Kraft gedrehten Moleküle stets sich so stellen, dass ihre Axe mit der Resultante der magnetisirenden Kräfte nnd der sie in ihre erste unmagnetische Gleichgewichtslage zurückführenden Molekularkräfte zusammenfällt, ist indess ein Umstand nicht berücksichtigt, der die Resultate wesentlich ändern kann. Man findet nämlich, wie wir später ausführen, dass Erschütterungen das temporäre Moment, auch eines weichen Eisenstabes, der sich unter Einwirkung einer Magnetisirungsspirale befindet, wesentlich vermehren, so dass die Moleküle durch eine Art von „Reibung der Ruhe" in der Bewegnng gehindert werden, welche ihnen durch die magnetisirende Kraft ertheilt werden würde, und sie erst nach Ueberwindnng dieser Reibung durch mechanische Erschütterungen völlig die magnetische Gleichgewichtslage annehmen [1]). Der Magnet verhält sich hierin gerade wie ein Körper, dessen Gestalt durch äussere mechanische Kräfte temporär geändert wird, und der gleichfalls erst bei wiederholten Erschütterungen die durch die mechanischen Kräfte gebotene Gestaltsänderung völlig erfährt. — Ueber die Gesetze dieses Bewegungswiderstandes der Moleküle wissen wir aber noch nichts Näheres. 285

Das Maximum des temporären magnetischen Momentes des Körpers würde bei einer magnetisirenden Kraft erreicht sein, bei welcher die Axen

[1]) G. Wiedemann l. c.

aller Molekularmagnete der magnetischen Axe des Körpers parallel und mit ihren gleichen Polen nach derselben Seite gerichtet sind. Dies wird erst dann eintreten, wenn die magnetisirende Kraft so stark wirkt, dass sie die Kräfte überwiegt, vermöge deren jedes durch den Strom gerichtete Molekül in Folge seiner magnetischen Anziehungen die benachbarten Moleküle in entgegengesetzter Lage einzustellen sucht, wodurch jedesmal das magnetische Moment sich viel geringer ergiebt, als wenn alle Moleküle ohne gegenseitige magnetische Einwirkung auf einander blieben.

Das nach Aufhebung der magnetisirenden Kraft in den magnetisirten Körpern zurückbleibende permanente magnetische Moment scheint dadurch bedingt zu sein, dass sich bei der Drehung der Molekularmagnete selbst die zwischen ihnen wirkenden Molekularkräfte geändert haben, so dass sie nach dem Aufhören der dieselben drehenden magnetischen Kräfte nicht vollständig ihre früheren Gleichgewichtslagen wieder einnehmen, gerade wie ein Körper, dessen Gestalt durch mechanische Kräfte temporär geändert ist, nach dem Aufhören derselben eine permanente Gestaltsveränderung beibehält. Da auch hier nach später zu erwähnenden Versuchen Erschütterungen den permanenten Magnetismus vermindern, so könnte man diese Aenderung der Molekularkräfte sich bildlich wiederum durch einen „Reibungswiderstand" ersetzt denken, der die gedrehten Moleküle hindert, völlig dem Zug der Molekularkräfte zu folgen, der sie in die unmagnetische Lage zurückführt.

Das Gesetz der Aenderung der Molekularkräfte bei der Drehung der Moleküle kennen wir nicht. Es kann also von vornherein über das Verhältniss der temporären und permanenten Momente kein Schluss gezogen werden. Wollte man annehmen, dass die permanente Drehung, welche die magnetischen Moleküle nach Aufhören der magnetisirenden Kraft behalten, proportional der durch letztere bewirkten permanenten Drehung ist, so würde nach der Formel (2) des §. 284 das permanente magnetische Moment in der Richtung der Axe des Körpers für jeden Molekularmagnet

$$M_p = \left[m\left(\cos\alpha - \frac{\beta}{n}\right) - \cos\alpha\right]$$

sein.

Das Maximum des permanenten magnetischen Momentes würde der Körper behalten, wenn er während der Einwirkung der magnetisirenden Kraft auch das Maximum des temporären Momentes erlangt hätte.

Wenn man zuweilen von einer „Uebersättigung" eines Magnetstabes mit Magnetismus spricht, so kann das nur so viel heissen, dass stark magnetisirte Stäbe bei mechanischen Einflüssen, z. B. Erschütterungen, eine grössere Menge ihres Magnetismus verlieren, als schwach magnetisirte und erst mit der Zeit nach wiederholten Erschütterungen einen permanenten Zustand erhalten. Eine wirkliche Uebersättigung ist nach den vorher mitgetheilten Erfahrungen nicht anzunehmen.

Die Verschiedenheit, welche das weiche und harte Eisen, der weiche 286
und harte Stahl bei der Magnetisirung zeigen, lässt sich auch nach dieser mechanischen Theorie viel besser und sachgemässer erklären, als nach der Theorie der scheidbaren Fluida. Nach letzterer müsste der Widerstand, welcher sich der temporären Scheidung der Fluida entgegenstellte, grösser sein beim harten und weichen Stahl, als beim harten oder beim weichen Eisen, so dass die temporäre Magnetisirung des ersteren kleiner wäre, als die des letzteren. Ebenso würde sich auch beim Aufhören der magnetisirenden Kraft der Wiedervereinigung der Fluida im Stahl ein grösserer Widerstand darbieten, als im Eisen, und so ersterer mehr permanenten Magnetismus behalten.

Nach der Theorie der drehbaren Molekularmagnete würden diese Widerstände auf die der Drehung der Moleküle entgegenstehenden Molekularkräfte zu übertragen sein. Im weichen Eisen werden die Moleküle leichter beweglich sein; sie folgen der magnetisirenden Kraft in ihrer Drehung weiter als die Moleküle des härteren Eisens und Stahls; das durch gleiche Kräfte erzeugte temporäre magnetische Moment ist in ersterem grösser. Dabei gelangen aber im Eisen die Moleküle schon bei schwächeren Kräften in die Lage, in welcher ihre magnetischen Axen der magnetischen Axe des Körpers parallel sind. Während also im Stahl noch die temporäre Magnetisirung schnell ansteigt, nähert sie sich im Eisen schon langsamer dem Maximum. — Nach Aufhebung der magnetisirenden Kraft finden wiederum die Moleküle des weichen Eisens einen geringeren Bewegungswiderstand, oder die Molekularkräfte sind weniger geändert, sie ziehen die Moleküle fast vollständig in ihre unmagnetischen Lagen zurück; im harten Eisen und Stahl dagegen werden sie durch die Aenderung der Molekularkräfte gehemmt, sie behalten eine stärkere permanente Drehung und der aus ihnen zusammengesetzte Körper ein bedeutenderes permanentes magnetisches Moment.

In dieser Beziehung ist das Verhalten des Eisens und Stahls gegen äussere mechanische Kräfte verschieden von dem gegen magnetisirende Kräfte, da bei der Einwirkung der ersteren auf Eisen die temporären Gestaltsveränderungen, aber auch die permanenten bedeutender sind als beim Stahl. Es ist indess wohl zu beachten, dass durch mechanische Kräfte nicht nur eine Drehung der Moleküle um ihren fest bleibenden Schwerpunkt, sondern auch eine Verschiebung derselben an einander bewirkt wird, während bei der Wirkung magnetischer Kräfte, wenigstens in gewöhnlichen, nicht gedrillten und gebogenen Körpern, nur die erstere eintritt, so dass doch ein wesentlicher Unterschied in der Wirkung beider Arten von Kräften besteht.

Um zu erklären, dass zur Entmagnetisirung eines permanent magne- 287
tisirten Stabes eine geringere magnetische Gegenkraft erforderlich sei, als zum Magnetisiren, müssen wir annehmen, dass, wenn wir eine magnetische Kraft auf die gedrehten magnetischen Moleküle eines Magnetes wir-

ken lassen, die sie in die Gleicbgewichtslage zurückdreht, dieselben stets der Wirkung der Kraft während ihrer Daner bis zu einer bestimmten Grenze folgen; nach Aufhebung derselben aber stets zum Theil wieder in ihre durcb die Aenderung der Molekularkräfte bedingte magnetiscbe Lage zurückspringen. Es könnte hierbei gescbehen, dass die Theilchen temporär über ihre unmagnetiscben Gleichgewichtslagen binaus gedreht werden, der Körper also temporär eine entgegengesetzte Magnetisirung zeigt; dass aber nach Aufhebung der entmagnetisirenden Kraft dieselben wieder über die Gleichgewichtslage auf die frühere Seite hinübergehen, und dann der Körper wieder die frühere Magnetisirung erhält. Hierbei würde, um die Theilcben permanent in die unmagnetische Lage überzuführen, eine kleinere Kraft als zur Drehung in die permanente magnetische Lage erforderlich sein.

Wenn wir anch bei dem Mangel an näheren Kenntnissen über die Molekularkräfte keine nähere Begründung dieser Verbältnisse für jetzt geben können, so zeigen sie doch nach meinen Untersuchungen eine äusserst deutliche Analogie mit den durch mechanische Kräfte bedingten Veränderungen der Körper. Sucht man einen permanent tordirten oder gebogenen Körper durch Kräfte, welche den tordirenden oder biegenden entgegenwirken, in seinen früheren Zustand zurückzuführen, so detordirt oder entbiegt er sich auch temporär unter Einwirkung derselben mebr oder weniger und kann sogar eine der ersten entgegengesetzte Torsion oder Biegung annehmen. Beim Aufheben der Kräfte springt er aber stets zum Theil in die frühere tordirte oder gebogene Form znrück, bis die temporären Gestaltsveränderungen eine bestimmte Grenze überschritten haben.

Dabei ist wiederum zur völligen Aufhebnng der ersten permanenten Biegung oder Torsion eine schwächere Kraft, als zur Erzeugung derselben erforderlicb.

Dass bei der ersten Magnetisirung die magnetischen Momente Anfangs etwas langsamer ansteigen, als bei späteren Magnetisirungen, hat wohl darin seinen Grund, dass die Moleküle bei wiederholter Drebung an einander allmälig leicbter beweglich werden. Die analoge Erscheinung kann man anch in Betreff der Biegungen und Torsionen eines Stabes beobachten. Ebenso zeigt sich bei wiederholten Magnetisirungen und Entmagnetisirungen ebensowohl eine allmälige Abnahme des durcb stärkere magnetiscbe Kräfte erzeugten permanenten magnetischen Momentes, wie bei wiederholten Torsionen und Detorsionen, Biegungen und Entbiegungen eines Stabes eine allmälige Abnahme der dnrch eine gewisse stärkere mechanische Kraft zu erzielenden Drillung und Biegung, indem allmälig die Theilchen dabei beweglicher werden und nach Aufhebung der von aussen wirkenden Kräfte durch die inneren Molekularkräfte immer mehr in ihre Gleichgewichtslagen vor Einwirkung derselben zurückgeführt werden.

Auf diese Weise lassen sich die in §. 276 u. folgde. aufgeführten Sätze in Bezug auf den Magnetismns fast ohne Veränderung auf die mechanischen, z. B. durch die Torsion, bedingten Gestaltsveränderungen der Körper übertragen.

Eine Zusammenstellung der in diesem Gebiet von mir erhaltenen Resultate kann dies recht deutlich zeigen. 288

Torsion.	Magnetismus.
1. Die temporären Torsionen eines zum ersten Male durch aufsteigende Gewichte tordirten Drathes wachsen Anfangs schneller als jene Gewichte.	1. Die temporären Magnetismen eines zum ersten Male durch aufsteigende galvanische Ströme magnetisirten Stabes wachsen Anfangs schneller als die Intensitäten jener Ströme.
2. Die permanenten Torsionen des Drathes steigen noch viel schneller an.	2. Die permanenten Magnetismen des Stabes steigen noch viel schneller an.
3. Zum Detordiren des Drathes ist eine viel kleinere Kraft erforderlich, als zum Tordiren.	3. Zum Entmagnetisiren des Stabes ist ein viel schwächerer Gegenstrom erforderlich, als zum Magnetisiren.
4. Bei wiederholten Drillungen des Drathes nähern sich seine Torsionen mehr und mehr der Proportionalität mit den drehenden Gewichten. Die Torsionen sind dabei grösser, als bei der ersten Drillung.	4. Bei wiederholten Magnetisirungen des Stabes nähern sich seine Magnetismen mehr und mehr der Proportionalität mit der Intensität der magnetisirenden Ströme. Die Magnetismen sind dabei grösser, als bei der ersten Magnetisirung.
5. Bei wiederholter Anwendung derselben tordirenden und detordirenden Gewichte G und $-G_I$ sinkt das bei der Drillung erreichte Maximum der permanenten Torsion und steigt das bei der Detorsion erreichte Minimum derselben bis zu einer bestimmten Grenze.	5. Bei wiederholter Anwendung derselben magnetisirenden und entmagnetisirenden Ströme I und $-I_I$ sinkt das bei der Magnetisirung erreichte Maximum des permanenten Magnetismus und steigt das bei der Entmagnetisirung erreichte Minimum desselben bis zu einer bestimmten Grenze.
6. Ueber die Grenzen der wiederholten Torsionen und Detorsionen hinaus tordirt, verhält sich der Drath wie ein zum ersten Male tordirter.	6. Ueber die Grenzen der wiederholten Magnetisirungen und Entmagnetisirungen hinaus magnetisirt, verhält sich der Stab wie ein zum ersten Male magnetisirter.
7. Ein tordirter Drath, der durch die Kraft $-G$ detordirt ist, kann durch wiederholte Wirkung der Kraft $-G$ nicht nach einer der ersten Torsion entgegengesetzten Richtung tordirt werden. Wohl aber tordirt ihn die Kraft $+G$ im ersten Sinne.	7. Ein magnetisirter Stab, der durch einen Strom von der Intensität $-I$ entmagnetisirt ist, kann durch wiederholte Einwirkung des Stromes $-I$ nicht in einem der ersten Magnetisirung entgegengesetzten Sinne magnetisirt werden. Wohl aber magnetisirt ihn der Strom $+I$ im ersten Sinne.

Torsion.

8. Wird ein Drath, der die permanente Torsion A besitzt, durch die Kraft b auf die Torsion B und sodann weiter auf die Torsion C gebracht, welche zwischen A und B liegt, so bedarf man, um ihm wieder die Torsion B zu geben, von Neuem der Kraft b. Hierbei kann A auch 0 sein, und B grösser oder kleiner als A.

Magnetismus.

8. Wird ein Stab, der den permanenten Magnetismus A hat, durch den Strom b auf den Magnetismus B und sodann weiter auf den Magnetismus C gebracht, welcher zwischen A und B liegt, so bedarf man, um ihm wieder den Magnetismus B zu geben, von Neuem des Stromes b. Hierbei kann A auch 0 sein, und B grösser oder kleiner als A.

In Betreff der Biegung lassen sich die analogen Sätze aufstellen wie für die Torsion.

Diese vollständige Analogie möchte kaum einen Zweifel gestatten, dass die Magnetisirung wirklich durch Aenderung der Lage der einzelnen Moleküle der magnetischen Metalle bedingt ist. Diese Vermuthung wird fast zur Gewissheit durch die später zu erwähnenden Thatsachen, welche nachweisen, dass die Magnetisirung in gewissen Fällen sogar eine Gestaltsveränderung der Körper, also direct eine Verschiebung ihrer Moleküle bedingen kann.

289 Auch das §. 281 beschriebene Verhalten eines temporär oder permanent magnetisirten Eisendrathes, durch welchen man direct einen galvanischen Strom leitet, erklärt sich nach meiner Ansicht durch dieselben Annahmen, wie die vorher mitgetheilten Resultate.

In dem **temporär** magnetisirten Drathe sind die Molekularmagnete mit ihren Axen der Axe des Drathes zugeneigt, so dass sie ihre Nordpole alle nach der einen Seite wenden. Wird nun ein Strom durch den Drath geleitet, so wird dadurch zunächst die Stellung der unmittelbar in seiner Axe gelegenen Moleküle nicht geändert, da auf allen Seiten derselben der Strom im Drath in gleicher Intensität fliesst. Neben den mehr gegen die Oberfläche des Drathes liegenden Molekülen fliesst aber zur Seite der Axe des Drathes der Strom durch einen grösseren Querschnitt desselben, als zur Seite der ihnen benachbarten Theile der Oberfläche; es werden sich daher die Moleküle unter dem Einfluss des ersteren Antheiles des Stromes in eine gegen die Axe des Drathes transversale Richtung zu stellen streben und zwar um so mehr, je näher sie an der Oberfläche des Drathes liegen. Für einen in der Axe des Drathes befindlichen Beobachter werden sie dabei ihre Nordpole alle nach derselben Seite hinwenden. Es wird hierdurch das temporäre magnetische Moment des Drathes in der Richtung seiner Axe vermindert. Zugleich werden aber die Moleküle bei der Hin- und Herdrehung leichter beweglich, und eine neue Wirkung der magnetisirenden Kraft allein vermag sie stärker der Axe des Drathes zuzuwenden als vorher. Deshalb ist die temporäre

Magnetisirung des Drathes nach dem Oeffnen des durch denselben geleiteten Stromes grösser als vorher.

Bei der Einwirkung des hindurchgeleiteten Stromes auf den permanent magnetisirten Drath findet zunächst dasselbe statt. Die Moleküle werden transversal gestellt, das magnetische Moment des Drathes nimmt temporär ab. Nach Aufhören des Stromes kehren die Moleküle zum Theil, aber nicht völlig in ihre magnetischen Lagen zurück; daher ist der Magnetismus des Drathes auch permanent verkleinert. Dabei nähern sich aber die Moleküle, da sie leichter beweglich geworden sind, ihren unmagnetischen, durch die Molekularkräfte gebotenen Gleichgewichtslagen. Wird der Strom in gleicher Richtnng noch einmal durch den Drath geleitet, so werden die Moleküle nur noch einmal dieselbe Drehung erfahren wie vorher, ihre Beweglichkeit wird nicht vermehrt, und der permanente Magnetismus nimmt bei dem Oeffnen des Stromes nur wenig ab. Wird der Strom aber in entgegengesetzter Richtnng durch den Drath geleitet, so suchen die Moleküle in entgegengesetzter Richtung sich transversal zur Axe des Drathes zu stellen. Der Magnetismus des Drathes nimmt wiederum ab und kehrt nach dem Oeffnen des Stromes zum Theil wieder zurück. Er ist aber schwächer wie nach dem ersten Durchleiten des Stromes, da die Moleküle bei ihrer neuen Drehung nach der entgegengesetzten Seite wiederum beweglicher geworden sind und mehr ihren unmagnetischen Lagen sich zuwenden.

Ist diese durch die vergrösserte Beweglichkeit der Moleküle beim wiederholten Hin- und Herleiten des Stromes bedingte Abnahme des permanenten Magnetismus endlich klein geworden, so zeigt sich noch eine zweite Erscheinung. Denken wir nns ein Molekül in der durch die Axe des magnetisirten Drathes gelegten Verticalebene, mit seinem Nordpol gegen das eine nordpolare (obere) Ende des Stabes hingeneigt, so wird beim Hindurchleiten des Stromes durch den Drath (von unten nach oben) sich das Molekül in einer gegen jene Ebene verticalen Drehungsrichtung um seinen in derselben gelegenen Mittelpunkt mit seinem Nordpol nach der einen Seite (nach links gegen den in der Axe des Stabes befindlichen aufrecht stehenden Beobachter) um einen Winkel α drehen. Nach Aufheben des Stromes wird das Molekül sich wieder aufrichten, so dass es z. B. mit der Verticalebene den Winkel β macht. Wird nun der Strom in entgegengesetzter Richtung durch den Drath geleitet, so wird sich der Nordpol des Moleküls nicht ganz um den gleichen Winkel $-\alpha$ nach der anderen Seite der Verticalebene wenden, sondern um einen kleineren Winkel $-\alpha_{\prime}$, und nach Aufhebung desselben auch um einen Winkel $-\beta_{\prime}$, der kleiner ist als β, gegen jene Verticalebene geneigt bleiben. Es wird also im ersteren Falle das permanente Moment des Drathes kleiner sein, als im letzteren.

Beim wiederholten Hindurchleiten des Stromes im ersten Sinne wird sich das Molekül wieder nach der ersten Seite um einen Winkel $+\alpha_{\prime\prime}$ wenden, welcher grösser ist als $\alpha_{\prime}$, da das Molekül in der Ruhelage jetzt

nur um den Winkel β_I, welcher kleiner als β ist, gegen die Verticalebene geneigt ist. Nach dem Oeffnen des Stromes wird auch das Molekül eine Drehung $+\beta_{II}$ behalten, die grösser als β_I ist. Beim Umkehren des Stromes wird das Molekül aber wiederum die temporären und permanenten Drehungen $-\alpha_{III}$ und $-\beta_{III}$ annehmen, welche kleiner sind als α_{II} und β_{II} u. s. f. So wird stets das permanente Moment des Drathes nach dem Hindurchleiten des Stromes in der einen Richtung grösser sein, als nach dem Hindurchleiten in der entgegengesetzten Richtung.

290 Der §. 282 ausgeführte Unterschied zwischen der permanenten Magnetisirung eines Stahlstabes durch einen galvanischen Strom und wiederholtes Streichen mit einem zweiten Magnetstab beruht darauf, dass im ersten Falle alle Molekularmagnete gleichzeitig durch die magnetisirende Kraft gerichtet werden und nun auch zugleich gegenseitig auf einander richtend einwirken, so dass sie durch beide Ursachen ihre mittleren temporären und (nach dem Oeffnen des Stromes) auch permanenten magnetischen Lagen einnehmen.

Bei dem Streichen werden aber die einzelnen Moleküle der Stäbe durch die magnetisirenden Kräfte nach einander gerichtet. Die zuerst gerichteten Theile kehren schon zum Theil durch die Molekularkräfte in ihre unmagnetischen Ruhelagen zurück, ehe die folgenden Theile gleichfalls durch die magnetisirende Kraft gerichtet werden und rückwirkend auf die ersten Moleküle dieselben in ihren magnetischen Lagen permanent erhalten. — Erst bei wiederholtem Streichen nähern sich dann die einzelnen Molekularmagnete den Gleichgewichtslagen, welche sie erhalten hätten, wenn sie alle gleichzeitig der magnetisirenden Kraft ausgesetzt worden wären.

291 Eine Bestätigung der in den vorigen Paragraphen aufgestellten Ansichten kann man in den Versuchen von Beetz [1]) über das von dem Verhalten gewöhnlicher Eisenstäbe etwas abweichende magnetische Verhalten von Eisenmassen finden, welche nach der Methode von Böttger (siehe den technischen Theil) auf galvanoplastischem Wege zwischen den Polen eines Magnetes niedergeschlagen worden sind. Ein cylindrisches Glasgefäss wurde durch eine poröse Scheidewand in zwei Ahtheilungen getheilt und mit Lösung von Eisenvitriol oder Eisenchlorür und Salmiak gefüllt. In die Ahtheilungen tauchten als positive Elektrode eine Stahlplatte, als negative Elektrode ein rechteckiger Blechstreifen, dessen längere Kanten horizontal lagen und dessen kürzere verticale Kanten gegen die Wände des Glasgefässes gegenlagen. — Das Glasgefäss wurde so zwischen die Pole eines starken Magnetes gestellt, dass seine Pole dasselbe von aussen gerade an den Stellen berührten, denen von innen die kürzeren Kanten der negativen Elektrode gegenüberstanden. Das durch den Strom eines Da-

[1]) Beetz, Pogg. Ann. Bd. CXI, S. 107. 1860.*

niell'schen Elementes auf der letzteren niedergeschlagene Eisen erhält dann schon während des Entstehens eine magnetische Polarität.

Diese Eisenmassen wurden in eine vor einem Spiegelmagnetometer aufgestellte Spirale gebracht, so dass ihre magnetische Axe der in der Ost-Westrichtung befindlichen Axe der Spirale parallel war, und ihr temporärer und permanenter Magnetismus in ganz ähnlicher Weise bestimmt. wie bei den von mir angestellten Versuchen (§. 274). Die durch die Ströme in der Spirale allein bewirkten Ablenkungen des Spiegels des Magnetometers wurden durch die Annäherung einer zweiten vom Strom durchflossenen Spirale von der entgegengesetzten Seite her compensirt.

War die galvanoplastisch niedergeschlagene Eisenplatte sehr schmal gegen ihre Längsausdehnung in der Richtung ihrer magnetischen Axe, so wuchs während des Herumleitens eines Stromes, welcher auf sie im Sinne ihrer permanenten Magnetisirung magnetisirend einwirkte, ihr magnetisches Moment fast gar nicht. Hatten z. B. als negative Elektroden gefirnisste Silberdräthe gedient, die nur auf einer Seite auf einer schmalen Fläche von Lack entblösst waren,

	I.	II.
so betrug der ursprüngliche permanente Magnetismus .	3,60	3,59
der temporäre Magnetismus	3,70	3,69
der permanente Magnetismus nach Unterbrechung des magnetisirenden Stromes	3,60	3,58

Da sich nämlich bei der Bildung des Eisenniederschlages sogleich die einzelnen magnetischen Moleküle so ordnen, dass ihre magnetischen Axen mit der Verbindungslinie der beiden Magnetpole zusammenfallen, so können sie bei Einwirkung von magnetisirenden Kräften, welche im gleichen Sinne wie jene Pole wirken, nicht noch weiter der Verbindungslinie derselben, d. i. der magnetischen Axe des ganzen niedergeschlagenen Eisenstückes zugedreht werden.

Sind die Stücke breiter, so liegen neben einander die Moleküle in gleicher Lage. Durch ihre Wechselwirkung wird daher in jedem Molekül eine dem zunächstliegenden entgegengesetzte Polarität erzeugt oder dasselbe aus der durch die Wirkung der Magnetpole gebotenen Stellung abgelenkt. Das permanente Moment der Eisenmasse ist dadurch vermindert und dieselbe kann durch den Strom in der Magnetisirungsspirale ein stärkeres temporäres Moment annehmen und auch, wenn diese die Theilchen stärker gerichtet hat als die bei ihrer Ablagerung thätigen Magnetpole, nach Aufhebung des Stromes ein stärkeres permanentes Moment behalten.

Lässt man auf die elektrolytisch niedergeschlagenen Magnete abwechselnd hin- und hergerichtete Ströme wirken, so verhält sich ihre temporäre Magnetisirung wie die von gewöhnlichen Stahlstäben; die temporären Magnetisirungen nehmen auf beiden Seiten allmälig bis zu einer bestimmten Grenze ab (vergl. §. 274, Tabelle B).

Dagegen verhalten sich die permanenten Magnetismen ganz anders. Wurde z. B. ein sehr schmaler elektrolytisch niedergeschlagener Magnet, dessen ursprüngliches Moment $M = 3,95$ betrug, abwechselnd entgegengesetzt gerichteten Strömen $\pm m$ von gleicher Intensität $I = \pm 51,35$ ausgesetzt, so ergaben sich die permanenten Momente m_+ und m_- desselben nach dem Oeffnen der Ströme

M	m_+	m_-	m_+	m_-	m_+	m_-	m_+
+ 3,95	+ 3,97	— 1,60	+ 3,34	— 1,62	+ 3,27	— 1,70	+ 3,20

Während also bei gewöhnlich magnetisirten Stahlstäben die durch abwechselnd gerichtete Ströme erzeugten permanenten, positiven und negativen Magnetismen einem zwischen ihnen liegenden Werthe sich immer mehr nähern, sinkt hier allmälig die positive Magnetisirung und steigt die negative.

Der Grund hiervon ist, dass bei der ursprünglichen Magnetisirung die Moleküle mit ihren magnetischen Axen der magnetischen Axe des ganzen Eisenstückes fast parallel liegen. Die magnetisirenden Kräfte der Spirale wirken also auf sie in einem spitzen Winkel. Werden nun bei wiederholten Hin- und Hermagnetisirungen die Theilchen beweglicher, so können die magnetisirenden Kräfte die Theilchen höchstens nur immer in die der Axe parallele Lage zurückführen, die entmagnetisirenden indess werden sie allmälig immer weiter von derselben entfernen, so dass sie dann bei neuer Einwirkung der magnetisirenden Kräfte jene Lage nicht wieder erreichen.

Bei dickeren Eisenstücken, in welchen die Moleküle von vornherein mit ihren Axen stumpfere Winkel mit der magnetischen Axe des ganzen Stückes bilden, wirkt die entmagnetisirende Kraft gleich in einem grösseren Winkel gegen die Axe der Moleküle und dreht sie daher schon bei den ersten Entmagnetisirungen fast so weit von der Axe ab, als es überhaupt bei Einwirkung öfter abwechselnd gerichteter Magnetisirungen geschieht. Deshalb bleiben die durch letztere erhaltenen magnetischen Momente des Eisenstückes schon von Anfang an nahezu constant. — Beim abwechselnden Streichen der elektrolytisch niedergeschlagenen Magnete mit einem Stahlmagnet in der einen und der anderen Richtung zeigen sich im Wesentlichen dieselben Erscheinungen.

Es stimmen also auch die Erklärungen dieser Versuche völlig mit der oben entwickelten Theorie überein.

292 Durch diese Theorie würden so manche Unklarheiten beseitigt werden, welche man früher in die Begründung der vorliegenden Thatsachen einführte. Man nahm wohl, um das Verhalten der abwechselnd durch entgegengesetzt gerichtete Kräfte magnetisirten Stäbe zu erklären, eine Art Uebereinanderlagerung der verschiedenen Magnetisirungen [1]) an, welche

[1]) Marianini l. c. §. 281.

verschieden fest gebunden wären, so dass die früheren Magnetisirungen nach Aufhebung der wirkenden Kräfte immer leicht wieder hervorträten; es sollte dann aber doch eine Wechselwirkung zwischen jenen Magnetisirungen bestehen, so dass eine temporäre Magnetisirung in einem bestimmten Sinne eine früher schon vorhandene permanente im entgegengesetzten Sinne doch theilweise oder ganz vernichten könnte u. s. f.

3. Einfluss der Gestalt auf das temporäre magnetische Moment von Eisen- und Stahlstäben.

a. Einfluss der Dicke.

Die experimentellen Untersuchungen über den Einfluss der Gestalt 293 auf die temporäre und permanente Magnetisirung verschieden gestalteter Körper leiden leider fast alle an den §. 253 mitgetheilten Mängeln, so dass die Resultate sehr verwickelt sind, und die meisten der gefundenen Gesetze nur als Annäherungen und mehr oder weniger zweckmässige empirische Darstellungen der gefundenen Resultate gelten können.

Wir behandeln zuerst die Abhängigkeit des temporären magnetischen Momentes der Magnetstäbe von ihrer Dicke.

Lenz und Jacobi[1]) haben hierüber Versuche nach der §. 257 genauer beschriebenen Methode mit Hülfe der die magnetischen Momente messenden Inductionsströme angestellt. Sie wandten Eisencylinder an, deren Durchmesser im Verhältniss von 1 : 2 : 3 : 4 : 5 : 6 : 9 : 12 : 15 : 18 standen und deren dünnster $^1/_6$ Zoll dick war. Die magnetisirende Spirale passte gerade auf den dicksten Stab von 3 Zoll Durchmesser; die Inductionsspirale umgab dieselbe. Die Intensität des magnetisirenden Stromes blieb constant; sie wurde an der elektromagnetischen Wage beobachtet. Die dem magnetischen Moment M der Stäbe proportionale Intensität des beim Oeffnen des magnetisirenden Stromes erzeugten Inductionsstromes wurde an einem Galvanometer abgelesen. Auf diese Weise fanden sich die in der Tabelle unter I angeführten Zahlen.

Bei den Versuchen, deren Resultate in der Tabelle unter II erwähnt sind, umschlossen die magnetisirenden Spiralen dieselben Eisencylinder ganz eng und die Inductionsspiralen waren unmittelbar darüber gewunden. Alle bei den verschiedenen Eisencylindern verwendeten Inductionsspiralen blieben beständig in dem Schliessungskreise des Galvanometers, so dass der Gesammtwiderstand der Schliessung des Inductionsstromes constant blieb. Die Intensität des magnetisirenden Stromes wurde durch ein Galvanometer bestimmt. Sind die Zahlen der Windungen der jedesmal über

[1]) Lenz u. Jacobi, Pogg. Ann. Bd. XLVII, S. 235 u. Bd. LXI, S. 255. 1844;* Bullet. de St. Petersb. T. II. p. 65.

dem Eisencylinder befindlichen magnetisirenden und Inductionsspirale m und n, die Intensität des Inductionsstromes I, so ergiebt sich das magnetische Moment des Eisencylinders für gleiche magnetisirende Kräfte:

$$M = \frac{const}{m\,n} I,$$

wie es in der Tabelle unter II aufgeführt ist, in welcher d den Durchmesser der Stäbe bezeichnet.

	I.			II.			
d	M gefunden	m_I corrigirt nach Dub	$\frac{m_I}{\sqrt{d}}$	M gefunden	berechnet nach der Formel $M = 0{,}08664 + 0{,}1588\,d$	$\frac{m}{d}$	$\frac{m}{\sqrt{d}}$
$^1/_6$	3468			6244	—	6244	6244
$^1/_3$	8731	8731	617	13603	13957	6801	9596
$^1/_2$	11166	10658	615	16735	15604	5578	9662
$^2/_3$	14252	12775	638	20620	19250	5155	10310
$^5/_6$	15831	14082	627	22841	21897	4568	10214
1	17489	15104	616	24914	24544	4152	9492
$1^1/_2$	24569	19544	651	31803	32434	3533	10000
2	30796	22407	646	40946	40424	3412	11820
$2^1/_2$	36743	24157	624	49127	48364	3275	12684
3	44731	26432	623	55558	56204	3087	13092

Die Zahlen in der Tabelle sind alle mit 100000 multiplicirt.

In der ersten Beobachtungsreihe sind die durch die Ströme in der Magnetisirungsspirale selbst inducirten Ströme von den beim Einlegen des Eisenkerns erhaltenen subtrahirt, bei der zweiten nicht.

Die erste dieser Beobachtungsreihen leidet an dem Uebelstand, dass das Verhältniss der Weite der Windungen zu den Durchmessern der Eisencylinder nicht constant blieb. Eine Berechnung der Werthe nach der Formel der geraden Linie giebt daher nicht gut übereinstimmende Resultate. Sehr viel besser stimmt die Berechnung der Beobachtungsreihe II. nach der entsprechenden Formel $M = 0{,}08664 + 0{,}1588\,d$. Es schliessen daher Lenz und Jacobi, dass

der totale temporäre Magnetismus, d. i. das temporäre magnetische Moment der weichen Eisenstäbe dem Durchmesser derselben proportional ist.

Dub ändert diesen Satz in der Weise um, dass er die Momente den Quadratwurzeln der Durchmesser der Stäbe proportional setzt.

Es müsste dann der Werth $\frac{m}{\sqrt{d}}$ in Tab. II. constant sein, wenn zugleich die Intensität des durch den Strom in der Magnetisirungsspirale allein inducirten Stromes auch $\sqrt{d}$ entspräche. Die Werthe $\frac{m}{\sqrt{d}}$ wachsen indess mit wachsendem d. — Auch aus der Beobachtungsreihe I. sucht Dub dieses Verhältniss heraus zu rechnen, indem er die früheren Versuche (§. 265) von Lenz und Jacobi benutzt, nach denen jedesmal, wenn ein und derselbe Kern durch Spiralen von den Durchmessern 2″ und 3,7″ magnetisirt wird, die Momente etwa im Verhältniss von 11 : 12 stehen. Auf diese Weise reducirt er die Beobachtungen an verschiedenen Kernen mit derselben Spirale auf die Wirkung von Spiralen, welche die Kerne eng umschliessen, indem er je von dem Magnetismus des doppelt so dicken Kernes $\frac{1}{11}$ abzieht.

Nach dieser, freilich etwas freien Correction, welche in der dritten Columne in der Tabelle I. ausgeführt ist, schwanken dann in der That die Quotienten $\frac{m}{\sqrt{d}}$ nur im Verhältniss von 617 — 651 — 623.

Dasselbe Resultat folgt auch direct aus den §. 269 mitgetheilten Versuchen von Müller, bei denen durch Ablenkung einer Magnetnadel das temporäre magnetische Moment M von Eisenstäben bestimmt wurde, deren Dicke d von 9 — 44mm geändert wurde. Bei schwächeren magnetisirenden Kräften, bei denen das Maximum der Magnetisirung fern lag, ergab sich (§. 270) 294

$$M = const\, p \sqrt{d}.$$

Indess hat Müller selbst diese Formel nur als eine rein empirische betrachtet, und ihr durchaus keinen weiteren theoretischen Werth beigelegt.

Dasselbe Verhältniss hat Dub [1]) in ganz gleicher Weise wie Müller untersucht.

Die von Ost nach West horizontal gelegten weichen Eisenstäbe waren resp. 6 und 12″ lang und $^1/_2$ — 2″ dick, und durch eine 2″ weite Spirale magnetisirt. Die Intensität der Ströme wurde durch die Ablenkung α der Nadel einer Tangentenbonssole bestimmt. Den Stäben gegenüber in der Verlängerung ihrer Axe und 20″ von ihrem einen Ende war eine Magnetnadel an einem Coconfaden aufgehängt, deren Ablenkungen vermittelst eines an ihr befestigten 6″ langen kupfernen Zeigers auf einer Kreistheilung bestimmt wurden. Der auf diese Weise bestimmte Magnetismus, d. i. das temporäre Moment M der Stäbe betrug u. A.:

[1]) Dub, Pogg. Ann. Bd. XC, S. 250. 1853;* Bd. XCIV, S. 580. 1855.*

I.

Dicke der Stäbe d	Länge der Stäbe 6″ $a = 19^0$		Länge der Stäbe 12″ $a = 15^0$	
	M	$const \frac{M}{\sqrt{d}}$	M	$const \frac{M}{\sqrt{d}}$
1/2″	0,096	68	0,33	24
3/4″	0,114	66	0,41	24
1″	0,150	72	0,49	24,5
1 1/2″	0,200	81	0,63	26
2″	0,270	95	0,77	27

Bei anderen Versuchen hatte die Spirale 3 Fuss Länge und 6 Zoll Durchmesser. Die Länge der Eisenkerne betrug 3 Fuss. Dub erhielt:

II.

Dicke der Stäbe	M	$\frac{M}{\sqrt{d}}$
1″	0,03404	0,03404
2″	0,04388	0,03102
4″	0,0742	0,03710
6″	0,0890	0,03630

Auch für hufeisenförmige Stäbe hat Dub[1]) dasselbe Verhältniss aufgefunden, indem er dieselben mit ihren Schenkeln vertical in der Ost-Westebene aufstellte und ihnen nun eine Magnetnadel in der Weise näherte, dass eine in der Ost-Westrichtung durch ihren Aufhängepunkt gelegte Ebene durch die Mittelpunkte der beiden Endflächen der Schenkel der Stäbe hindurchging. Bei gleicher Intensität des magnetisirenden Stromes und bei Anwendung gleicher Spiralen schwankte bei Stäben von 3/4 — 2″ Durchmesser das Verhältniss des der Ablenkung der Magnetnadel proportionalen

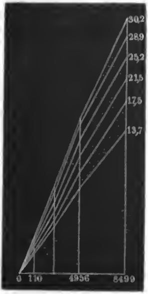
[1]) Dub, Pogg. Ann. Bd. XC, S. 441. 1853.

Magnetismus M der Stäbe zur Wurzel aus ihrem Durchmesser d, $\frac{M}{\sqrt{d}}$ nur zwischen den Zahlen 295 — 307.

Dasselbe Verhältniss hat v. Feilitzsch [1]) auf die §. 255 angegebene Weise zu bestimmen versucht, bei welcher die Magnetisirungsspirale allein, sodann die durch dieselbe und den in ihr magnetisirten Eisenstab bewirkte Ablenkung einer Magnetnadel durch einen von der anderen Seite derselben genäherten Stahlmagnet compensirt wurde.

Die Stäbe waren 91mm lang; ihr Umfang betrug resp. 94,9, 90,7, 79,2, 67,6, 54,9, 42,9mm. Sie wurden alle in dieselbe Magnetisirungsspirale eingelegt. Die erhaltenen Resultate sind in beifolgender Zeichnung, Fig. 171, angegeben, in der die Intensitäten der Ströme als Abscissen, die magnetischen Momente der Stäbe als Ordinaten verzeichnet sind. Die geringe Abweichung der Curven von der geraden Linie würde eine Annäherung an den Sättigungspunkt andeuten, wenn die benutzten Stäbe nicht einen zu bedeutenden Querschnitt hätten. Aus der Vergleichung der bei gleichen Stromintensitäten I erhaltenen Momente sollen hiernach entgegen den Beobachtungen von Müller und Dub, die Magnetismen, d. i. die temporären magnetischen Momente M der Stäbe ihren Umfängen oder Durchmessern direct proportional sein. Dieses Resultat ergeben indess die Versuche auch nicht vollständig; denn bildet man z. B. bei einigen Stäben vom Umfang c die Quotienten $\frac{m}{Ic}$, so erhält man:

Fig. 171.



c	I	m	$const\frac{m}{Ic}$	$const\frac{m}{I\sqrt{c}}$	I	m	$const\frac{m}{Ic}$	$const\frac{m}{I\sqrt{c}}$
94,9	110	0,285	273	841	4956	13,399	285	878
79,2	„	0,247	283	798	„	11,585	295	831
54,9	„	0,182	301	706	„	8,715	320	751
42,9	„	0,150	318	658	„	7,429	350	724

[1]) v. Feilitzsch, Pogg. Ann. Bd. LXXX, S. 321, 1850.*

Hiernach wäre der Werth M weder der Quadratwurzel noch der ersten Potenz des Umfanges oder der Dicke der Stäbe proportional, vielmehr läge das richtige Verhältniss in der Mitte zwischen beiden.

Jedenfalls hat weder das eine noch das andere der beiden ausgesprochenen Gesetze, wenigstens nach den bisher vorliegenden Versuchen, eine ganz allgemeine Gültigkeit, da ja auch die Quotienten $\frac{M}{\sqrt{d}}$ nicht ganz constant sind, sondern bei allen Versuchen mit Zunahme des Durchmessers d der Stäbe wachsen. Auch ist bei den Versuchen die elektromagnetische Scheidungskraft nicht dieselbe auf der ganzen Länge der Stäbe. Namentlich wirkt sie aber in sehr ungleichem Verhältnisse auf die verschiedenen Punkte ihres Querschnittes, da die dickeren Stäbe den inneren Raum der magnetisirenden Spirale völlig, die dünneren nur zum Theil ausfüllen. Dieser Umstand würde auch noch hervortreten, selbst wenn die Spiralen die verschiedenen dicken Eisenkerne dicht umschliessen. Auch wäre schon nach den Betrachtungen der §. 226 u. folgde., selbst wenn die magnetisirende Kraft auf alle Theile der Stäbe gleichmässig wirkte, kein so einfaches Gesetz zu erwarten.

Dasselbe dürfte daher nur ein rein empirischer, für praktische Zwecke aber sehr bequemer Anhaltspunkt sein, um die bisherigen Beobachtungsresultate zu übersehen.

295 Das magnetische Moment von Drathbündeln von gleichen Dimensionen wie ein massiver Eisenstab, welche beide durch dieselbe Spirale magnetisirt werden, ist kleiner als das des letzteren. Dies beobachtete sowohl Munke [1]) bei der Untersuchung der Tragkraft von massiven und aus Drath gebildeten Hufeisen, wie Joule [2]) bei der Benutzung der Drathbündel in elektromagnetischen Maschinen, wie auch Dub [3]) beim Hineinziehen derselben in eine vom Strom durchflossene Spirale. In letzterem Falle verwendete er einen cylindrischen Eisenkern von 1″ Dicke und 6″ Länge, und ein 1″ dickes Drathbündel von derselben Länge, welches aus etwa 40 je 1‴ dicken Dräthen gebildet war. Die Anziehungen verhielten sich etwa wie die Massen.

296 Ueber das Verhalten hohler eiserner Röhren, welche in eine Magnetisirungsspirale eingelegt werden, hat v. Feilitzsch (l. c.) nach derselben Methode, welche zu den §. 294 beschriebenen Versuchen diente, eine Reihe von Versuchen angestellt. Er erhielt dabei im Wesentlichen folgende Resultate.

1. Bei dünnen Röhren nähert sich der Magnetismus, d. h. also das temporäre magnetische Moment, sehr bald einem Maximum.

2. Der Magnetismus der Eisenröhren nähert sich bei wachsender

1) Munke, Gehler's Registerbd. S. 143. 1845.* — 2) Joule, Phil. Mag. [4] T. II, p. 306. — 3) Dub, Elektromagn. S. 234.*

Intensität der galvanischen Ströme um so langsamer einem Maximum, je dicker dieselben sind.

3. Der Magnetismus in massiven und hohlen Eisenkernen von gleichem Durchmesser ist gleich stark, wenn in letzteren genug Eisenmasse zur Entwickelung des Magnetismus vorhanden ist. De Haldat [1]) hat in gleicher Weise schon früher gezeigt, dass eine vor dem Ende eines elektromagnetischen Flintenlaufes schwingende Magnetnadel ihre Oscillationsdauer nicht ändert, wenn man in den Flintenlauf Eisenstäbe einschiebt, oder ihn durch einen ebenso dicken Eisenstab ersetzt. Ebenso fand er, als er das Gewicht eines Eisenrohres durch Ausfeilen von 280 Grm. auf 160 und 90 Grm. brachte, dass beim Herumleiten eines Stromes um dasselbe die Zahl der Schwingungen der vor demselben aufgestellten Magnetnadel nur von 15 bis 17 in der Secunde sich änderte.

4. Werden die Eisencylinder am oberen Ende mit eisernen Deckplatten geschlossen, so ändert sich dadurch das in ihnen erzeugte Moment nicht.

5. Bei anderen Versuchen stellte von Feilitzsch zuerst eine, dann mehrere in einander geschobene hohle Röhren in der Magnetisirungsspirale von Ost oder West der Magnetnadel gegenüber, und compensirte ihre Ablenkung durch einen auf der andern Seite genäherten Stahlmagnet.

Die Länge der Cylinder betrug 110^{mm}, ihre Blechdicke 0,51 bis $0{,}54^{mm}$, ihr Umfang betrug:

1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.
97^{mm}	91,4	85,9	79,5	73,9	67,8	61,2

Die folgende Tabelle enthält einige der erhaltenen Resultate. In derselben sind unter *I* die Intensitäten der Ströme angegeben, unter 1 das Moment der Röhre 1 allein (nach Abzug der Wirkung der Magnetisirungsspirale); unter 2, 3 bis 7 die Zunahme des Momentes der vorhergenannten Röhren 1, 1 und 2 u. s. f., wenn in sie die betreffende Röhre 2, 3 u. s. f. eingeschoben wurde:

---

[1]) De Haldat, Compt. rend. T. XVIII, p. 843. 1844;* T. XX, p. 20. 1845;* Mém. de l'Acad. de Stanislas. 1838. p. 152; 1844. p. 4.

I	1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.
121	110	123	13				
187	313	35	17				
270	518	45	14				
449	968	48	28				
790	1748	126	39				
1212	2639	272	60				
1826	3592	606	131	29			
2975	4742	1962	420	175			
5150	5690	3923	2210	609	319		
6783	6059	4651	3419	1813	635	283	151
8510	6347	5066	4087	2953	1566	781	335

Nach diesen Versuchen soll der Magnetismus um so tiefer in das weiche Eisen eindringen, je grösser die Intensität der magnetisirenden Ströme ist, und zwar soll die Tiefe des Eindringens der Stromintensität proportional sein. In einem gewissen Abstand von der Oberfläche des Eisenkerns ist der Magnetismus desselben gleich Null. Proportional dem Abstand von dieser unmagnetischen Schicht soll der Magnetismus nach aussen hin wachsen, und an der Oberfläche des Eisens ein Maximum erreichen, welches für alle Stromstärken dieselbe Grösse hat.

Da man nun massive Eisenstäbe als Systeme fest in einander liegender Eisenröhren betrachten kann, so würde sich dieses Gesetz auch auf erstere ausdehnen lassen.

Es würde so bei der Magnetisirung der Eisenstäbe durch eine Spirale zuerst die äusserste Hülle derselben bis zum Maximum magnetisirt werden, sodann bei wachsender Stromstärke der Magnetismus immer tiefer eindringen, und auch die tiefer liegenden Schichten zum Maximum magnetisiren.

Indess sind diese Resultate doch wohl nur Annäherungen an die Bestimmung der wahren Vertheilung des Magnetismus in Eisenkernen, da bei den Versuchen über den Magnetismus in einander geschobener Eisenröhren nicht berücksichtigt ist, dass auch jede einzelne durch den Strom magnetisirte Eisenröhre in den benachbarten eine Magnetisirung im entgegengesetzten Sinne hervorruft, welche sich von der in derselben durch den Strom selbst erzeugten subtrahirt. Auf diese Weise wird bei dem Einschieben eines Eisenrohres in ein zweites der Magnetismus des ganzen Systems der Röhren nicht direct um den in jenem zweiten Rohr

durch den Strom erzeugten Magnetismus vermehrt werden, sondern sich eine ganz andere Vertheilung des Magnetismus herstellen.

In dem Inneren eines massiven Eisen- oder Stahlstabes oder eines Systems von in einander geschobenen Röhren scheint diese Wechselwirkung in den einzelnen parallel liegenden Längsfasern so bedeutend zu sein, dass durch sie die durch den Strom bedingte Magnetisirung nahezu aufgehoben wird. 297

Die an den Rändern liegenden Längsfasern eines in eine Magnetisirungsspirale eingelegten Eisen- oder Stahlstabes haben nur von der inneren Seite des Stabes her neben sich parallele Fasern, die durch den magnetisirenden Strom in gleichem Sinne wie sie magnetisirt sind. Die von diesen ausgehende magnetische Wirkung auf die Randfasern vermag sie nicht eben so stark entgegengesetzt zu magnetisiren, wie sie durch den Strom selbst im normalen Sinne magnetisirt werden. Sie behalten daher ihren normalen Magnetismus zum grossen Theil bei. Im Inneren des Stabes ist aber jede Faser rings von anderen durch den Strom im gleichen Sinne magnetisirten umgeben, und diese Fasern erzeugen dann in der ersteren eine so starke entgegengesetzte Magnetisirung, dass sie die Stromwirkung fast völlig aufhebt. Auch nach dem Oeffnen des magnetisirenden Stromes findet dasselbe in Betreff der permanenten Magnetisirung statt. Deshalb zeigt ein elektromagnetischer Eisen- und permanent magnetisirter Stahlstab in seinen inneren Schichten kaum Magnetismus, und Eisenfeile, die man auf seine Endflächen streut, haften nur an seinen Rändern.

Dass indess die durch die äusseren Kräfte erzeugte Magnetisirung der inneren Schichten, namentlich bei stärkeren magnetisirenden Kräften, nicht völlig vernachlässigt werden darf, zeigen die Versuche über das permanente Moment massiver und hohler zur Sättigung magnetisirter Stahlcylinder (§. 321) und die Tragkraft hohler Elektromagnete (§. 342).

Dieselben Erscheinungen zeigen sich auch, wenn man die Körper statt durch galvanische Ströme, durch Streichen magnetisirt. Schiebt man daher in einen hohlen harten Stahlcylinder einen massiven cylindrischen Stahlkern, und sucht ersteren durch Streichen temporär und permanent zu magnetisiren, so behält nur die äussere Röhre permanenten Magnetismus; der Stahlkern bleibt unmagnetisch.

Je nach dem Verhältniss zwischen den auf die einzelnen Theile des magnetischen Körpers wirkenden magnetisirenden Kräften und ihrer Wechselwirkung auf einander kann hierbei die temporäre und permanente Magnetisirung der verschiedenen Schichten des Körpers verschieden ausfallen. Wenn man z. B. in einen hohlen Stahlcylinder einen massiven weichen Eisencylinder schiebt, und das System nun durch Streichen magnetisirt, so behält der Stahlcylinder nach dem Entfernen des Eisencylinders kaum Magnetismus [1]). Hier werden wahrscheinlich die Theile des Eisencylinders beim Streichen

[1]) Harris, Phil. Mag. [4] T. II, p. 498. 1851.*

temporär stärker magnetisirt, als die des Stahlcylinders, und zerstören daher in letzterem durch ihre Rückwirkung den permanenten Magnetismus.

Diese Wechselwirkung zwischen den durch die Magnetisirungsspirale magnetisirten und gegenseitig auf einander einwirkenden Schichten eines elektromagnetischen Stabes zeigt sich auch recht deutlich durch folgenden Versuch von Poggendorff[1]).

Als in eine horizontal liegende 4″ lange, 8‴ weite Spirale von etwa 3 Pfund Kupferdrath von 1‴ Dicke eine hohle Eisenröhre, und in diese ein $4^1/_2$″ langer hohler Eisencylinder gelegt wurde, in welchen ein massiver Eisenkern, der willig hineinpasste, hineingeschoben war, so wurde, als durch die Spirale der Strom von etwa 2 Grove'schen Elementen geleitet wurde, der massive Eisenkern aus dem Eisencylinder bis etwa zur Hälfte herausgestossen. Es überwiegt also in diesem Falle die magnetisirende Einwirkung des Stromes der äusseren Spirale auf den Eisenkern, welche ihm die gleiche Polarität wie dem Eisencylinder ertheilt, über die magnetisirende Wirkung des letzteren auf ersteren, die ihm die entgegengesetzte Polarität ertheilen würde.

Ist aber einmal der Magnetismus auf diese Weise erzeugt, so überwiegt die Abstossung zwischen dem Eisenkern-Cylinder über die Anziehung des ersteren durch die Spirale (vergl. auch §. 320).

298 Legt man in einen hohlen Eisencylinder eine Magnetisirungsspirale, so zeigt das aus beiden gebildete System beim Durchleiten eines Stromes durch die Spirale nur einen sehr schwachen Magnetismus, indem jeder Punkt des Eisencylinders von den ihm zunächst liegenden und den ihm diametral gegenüber liegenden Theilen der Spirale entgegengesetzten Magnetismus erhält, und sich so die Wirkungen von einander subtrahiren. Zugleich erhält hierbei der Cylinder einen entgegengesetzten Magnetismus, wie wenn er von aussen von der Magnetisirungsspirale umgeben wäre[2]). Dies zeigen auch u. A. einige Versuche von Petrina[3]), bei denen er einen Eisencylinder mit einer auf eine Papprӧhre gewundenen Spirale umgab, und eine zweite engere Spirale von gleicher Drathlänge in ihn hineinschob. Die Ablenkungen der Nadel eines Magnetometers ergaben sich, als die Spiralen mit dem Eisencylinder mit ihrer Axe in einer auf dem magnetischen Meridian senkrechten Linie vor demselben angebracht wurden, und durch die Spiralen ein Strom von gleicher Intensität geleitet wurde, wie folgt:

1) Die innere Spirale allein . . 30 Minuten,
2) dieselbe mit Eisencylinder . . 15 „
3) die äussere Spirale allein . . 40 „
4) dieselbe mit Eisencylinder . . 320 „

---

1) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. LXXIV, S. 240. 1849.* — 2) Parrot, Bullet. de St. Petersb. T. I, p. 121; Rep. T. I, p. 274;* Moser u. Jacobi, ibid.;* Lamont, Pogg. Ann. Bd. LXXXVIII, S. 231. 1853.* — 3) Petrina, Wien. Ber. Bd. XIII, S. 333. 1854;* vergl. auch Liais, Mém. de Cherbourg T. II, p. 201. 1854;* Fortschr. 1854. S. 582.*

Die Erklärung dieser Erscheinungen ist folgende:

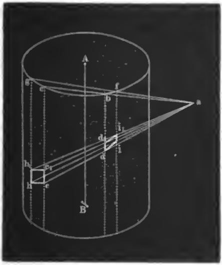


Fig. 172.

Wir wollen die Spirale als einen Cylinder von Metall ansehen, der in der gegen seine Axe AB, Fig. 172, senkrechten Richtung vom galvanischen Strom durchflossen ist. a sei ein Punkt des die Spirale umgebenden Eisencylinders. Legen wir durch a zwei der Axe AB parallele, unendlich nahe an einander liegende Ebenen $abcde$ und $afghi$, sodann eine Ebene $aAgcbf$ senkrecht gegen die Axe des Cylinders und zwei um den Winkel $d\varphi$ gegen einander geneigte auf den ersten zwei Ebenen verticale Ebenen $aihed$ und $ai_1h_1e_1d_1$, so sind die Wirkungen der von den Strömen durchflossenen Vierecke hh_1ee_1 und dd_1ii_1 auf den Punkt a gleich:

$$W = \left(\frac{hh_1ce_1}{ah^2} \sin cea \sin cga - \frac{dd_1ii_1}{ai^2} \sin bda \sin bfg\right).$$

Nun ist $\sin cea = \sin bda$, $\sin cga = \sin bfg$, ferner $hh_1ee_1 = gc \,.\, hh_1$, $dd_1ii_1 = bf \,.\, ii_1$. Da nun $hh_1 : ii_1 = ah : ai = ag : af = gc : bf$, $= h_1e_1 : d_1i_1$ sich verhält, so verhält sich auch $hh_1ee_1 : dd_1ii_1 = ah^2 : ai^2$. Setzen wir diese Verhältnisse in die Gleichung ein, so erhalten wir $W = 0$.

Wird die Spirale in lauter einzelne Vierecke wie hh_1ee_1 und dd_1ii_1 zerlegt, und ist sie so lang, dass man annehmen kann, dass die Wirkung derjenigen Punkte an ihren Enden verschwindend klein ist, in denen die von a aus gezogenen Linien ihre Oberfläche nur einmal auf der a zugewendeten Seite treffen, so übt die gesammte Spirale keine magnetisirende Wirkung auf das Theilchen a des dieselbe umgebenden Eisencylinders aus. Derselbe bleibt unmagnetisch.

Legt man in eine Spirale einen Eisenstab, bestimmt seine Magnetisi- 299
rung z. B. durch Anziehung eines Ankers, und umgieht sodann die Spirale noch mit einer Eisenhülle, welche man auch einerseits mit dem Eisenstab verbinden kann, wie bei dem Magnet von Guillemin und Romershausen (§. 247), so zeigt jetzt der so gebildete Magnet eine viel grössere Tragkraft und Anziehung, als der Eisenstab allein. Auch hier magnetisirt die

Spirale selbst die sie umgebende Eisenhülle eben so wenig wie ohne den eingelegten Eisenstab, da durch letzteren die Wirkung derselben auf die Hülle nicht geändert werden kann, eben so wenig wie die Anziehung zweier Himmelskörper auf einander durch Dazwischentreten eines Dritten gehemmt wird. Durch den im Inneren der Spirale magnetisirten Eisenstab wird aber indirect die ihm gegenüberliegende Eisenhülle magnetisch, so dass sie an dem Ende der Spirale, wo jener einen Nordpol zeigt, einen Südpol erhält. Durch die Rückwirkung auf die Theilchen des Eisenstabes werden dann auch diese stärker magnetisch, als ohne die Eisenhülle.

Dass in der That durch die Wirkung der Spirale in der äusseren Eisenhülle keine andere Magnetisirung erzeugt wird, als wenn der innere Eisenkern fehlte, kann man durch eine etwas abgeänderte Form des Versuches darthun. Man schiebt in eine Magnetisirungsspirale einen Eisenkern, der etwas länger als doppelt so lang als sie selbst ist, so dass sein unteres Ende mit der unteren Fläche der Spirale in einer Ebene liegt, und bestimmt die Tragkraft desselben. Schneidet man nun den über der Spirale befindlichen Theil des Eisenstabes der Länge nach auf, und biegt beide Hälften auf der Aussenseite der Spirale nach unten, so dass der Stab jetzt einen Dreizackmagnet darstellt, so hat dabei die Tragkraft des Stabes im Inneren der Spirale allein sich nicht geändert [1]).

Bei Verbindung aller drei Schenkel des Magnetes durch einen Anker ist selbstverständlich die Tragkraft grösser.

b. Einfluss der Länge.

300 Lenz und Jacobi [2]) haben auch hierüber einige Versuche angestellt, indem sie zugleich die Vertheilung des Momentes der einzelnen Theile der Stäbe nach der §. 258 mitgetheilten Methode untersuchten. Sie schoben in eine vier Fuss lange, zur Vermeidung der Inductionsströme der Länge nach aufgeschlitzte und mit übersponnenem Kupferdrath bewickelte Messingröhre 7 verschiedene Eisencylinder von $1^3/_4$ Zoll Durchmesser und 1, $1^1/_2$, 2, $2^1/_2$, 3, $3^1/_2$ und 4 Fuss Länge ein. Nur durch den Theil des Drathes auf der Messingröhre, welcher jedesmal über dem Eisenkern lag, wurde ein Strom geleitet, dessen Intensität an der Tangentenboussole bestimmt war. Ueber die Drathwindungen wurde eine kleine, einen Zoll lange Inductionsspirale mit 123 Drathwindungen geschoben, deren Enden mit einem empfindlichen Galvanometer verbunden waren. Zuerst wurde die Intensität des in letzterer inducirten Stromes gemessen, als noch kein Eisenkern in die magnetisirende Spirale eingelegt war, sodann, als der Eisenkern eingeschoben war. Es wurde die Annahme gemacht, dass die

[1]) Nicklès, Ann. de Chim. et de Phys. T. XXXVII, p. 399. 1853;* Electroaimants p. 105.* — [2]) Lenz u. Jacobi, Pogg. Ann. Bd. LXI, S. 275 u. 448. 1844.*

Differenz der beobachteten Intensitäten dem beim Oeffnen des magnetisirenden Stromes verschwindenden Magnetismus des Eisenkerns, also richtiger dem temporären Moment seiner Theile an der gerade unter der Mitte der Indnctionsspirale liegenden Stelle proportional ist (§. 258).

Diese Annahme ist indess nicht ganz richtig, sondern auch das Verschwinden des Magnetismus der zu beiden Seiten dieser Stelle liegenden Theile des Eisenstabes inducirt in der Inductionsspirale einen Strom. Wäre das magnetische Moment aller Theile des Stabes gleich, oder fiele dasselbe von der Mitte zu den Enden gleichmässig nach dem Gesetz einer geraden Linie, sei es schneller oder langsamer, ab, so würde doch an jeder Stelle die Intensität des Inductionsstromes dem Moment des Stabes in der Mitte der Inductionsspirale entsprechen, da dann das Moment an zwei um gleich viel nach beiden Seiten von dieser Mitte abliegenden Punkten um gleich viel zu gross und zu klein wäre, die beim Verschwinden desselben erzeugte Induction also dieselbe wäre, als wenn die Momente an beiden Punkten gleich und ebenso gross wie ihr mittlerer Werth, d. i. wie das Moment in der Mitte der Spirale wären. Da aber, wie wir aus den Beobachtungen ersehen, die Momente gegen die Pole des Stabes hin immer schneller abfallen, so sind die Intensitäten der Inductionsströme kleiner (nicht grösser), als es die Proportionalität mit dem Moment des in der Mitte der Inductionsspirale liegenden Theiles des Stabes fordert.

Vermittelst dieser Methode haben Lenz und Jacobi die in folgender Tabelle verzeichneten Werthe erhalten. In derselben bezeichnet m das jedesmal beobachtete Moment der einzelnen Stellen des Stabes, x den Abstand derselben von der Mitte des Stabes in 24stel Zollen, L die Länge des Stabes. Alle Zahlen in der Tabelle sind mit 100000 multiplicirt.

x	m beobachtet	m berechnet nach der Formel $m = a - b x^2$	$m = a - b . (\mu^x + \mu^{-x})$	$\sqrt{\frac{m}{\frac{l}{2} - x}}$
Stab I. $l = 1$ Fuss				
0	7171	7173	7125	2070
3	6867	6868	6860	2343
5	6322	6326	6369	2384
7	5528	5512	5556	2472
9	4416	4427	4365	2550
11	2530	3071	2676	2530
Stab II. $l = 1\frac{1}{2}$ Fuss				
0	13485	13549	13427	—
3	13213	13267	13185	—
5	12771	12765	13752	—
7	12001	12012	12080	—
9	11081	11008	11144	—
11	9888	9754	9903	—
13	8301	8248	8310	—
15	6354	6491	6299	—
17	3621	4474	3787	—
Stab III. $l = 2$ Fuss				
0	20811	20896	20711	42450
3	20608	20637	20504	44960
7	19412	19488	19495	47085
11	17470	17419	17602	48456
15	14706	14331	14692	49020
19	10559	10524	10546	47004
23	4557	5714	4868	45570
Stab IV. $l = 2\frac{1}{2}$ Fuss				
0	28736	28918	28652	—
5	28150	28286	28094	—
9	26836	26869	26864	—
13	24813	24642	24863	—
17	21899	21606	21956	—
21	17909	17761	17996	—
25	12798	13105	12706	—
29	5524	7741	5843	—

x	m beobachtet	m berechnet nach der Formel $m = a - b x^2$	$m = a - b . (\mu^x + \mu^{-x})$	$\sqrt{\frac{m}{\frac{l}{2} - x}}$
Stab V. $l = 3$ Fuss				
0	36785	37415	36974	—
3	36677	37208	36965	—
7	36081	36289	36054	—
11	34966	34634	34666	—
15	32804	32243	32584	—
19	29626	29117	29682	—
23	25685	25256	25854	—
27	20820	20659	14579	—
31	14637	15327	6598	—
35	6192	9258	—	—
Stab VI. $l = 3\frac{1}{2}$ Fuss				
0	43471	43681	43445	67077
5	42999	43191	43051	70690
9	42130	42095	42050	73340
13	40620	40372	40514	75930
17	38322	38022	38349	76644
21	35375	35045	35511	77195
25	31979	31442	30924	77560
29	27480	27213	27514	76216
33	22098	22356	22155	73660
37	15730	16874	15672	70347
41	6163	10764	7991	61630
Stab VII. $l = 4$ Fuss				
0	52690	53033	52602	77595
3	52596	52867	52592	78405
7	52051	52130	51851	81292
11	50503	50803	50579	83026
15	49014	48886	49074	85322
19	46793	46376	46846	86873
23	43968	43281	43987	87939
27	40275	39596	40430	87685
31	36108	35320	36088	87575
35	30902	30454	30857	85705
39	24756	24998	24706	82518
43	17078	18953	17186	76374
47	6888	12317	8556	6888

In der Formel $m = a - b (\mu^x + \mu^{-x})$ (s. §. 301) ist

für Stab I.	$a = 0{,}09363$	$log.\ b = 8{,}04910$	$log.\ \mu = 0{,}06940$
II.	0,18675	8,41921	0,04349
III.	0,31671	8,73815	0,02916
IV.	0,40588	8,77625	0,02590
V.	0,49598	8,79986	0,02354
VI.	0,64838	9,02921	0,01730
VII.	0,72682	9,00172	0,01692.

Nach diesen Beobachtungen schliessen Lenz und Jacobi[1]), dass der Magnetismus (das temporäre Moment) an jeder Stelle des Stabes, deren Abstand von der Mitte desselben gleich x ist, durch die Formel **301**

$$m = a - bx^2$$

ausgedrückt wird, nach welcher auch die in den Columnen III. angegebenen Zahlen berechnet sind. a und b sind in derselben Constante.

Bei der Berechnung der Beobachtungswerthe sind die an den Enden der Stäbe erhaltenen Resultate nicht mit in Betracht gezogen, da an ihnen nicht mehr auf beiden Seiten der Inductionsspirale die Masse des Eisenstabes vertheilt ist, so dass die beobachteten Werthe viel zu klein ausfallen würden. — Nach obiger Formel würde die Vertheilung der temporären magnetischen Momente in weichen Eisenstäben, die ihrer ganzen Länge nach von der Magnetisirungsspirale bedeckt sind, durch einen Parabelbogen dargestellt werden, dessen Abscissenaxe durch die Mitte des Magnetes und vertical gegen denselben gezogen ist, während die Abstände der einzelnen Punkte des Magnetes von seiner Mitte als Ordinaten dienen. Die auf jeder Stelle auf dem Magnet errichteten, seinen Momenten an denselben Stellen entsprechenden Lothe stellen die dazu gehörigen Abscissen dar.

Auf mehr wissenschaftliche Basis gegründet ist die von Rees versuchte Darstellung der magnetischen Momente der Theile des Stabes durch eine Kettenlinie, deren Formel

$$m = a - b\,(\mu^x + \mu^{-x})$$

ist, wo a, b, μ Constante sind. Nach dieser Formel sind die in Columne IV. der Tabelle aufgeführten Werthe berechnet, welche mit Ausnahme der Werthe an den Enden der Stäbe sehr gut mit den Beobachtungsresultaten übereinstimmen.

Wären die Eisenstäbe auf ihrer ganzen Länge gleich starken magnetischen Kräften ausgesetzt, so würde die Vertheilung der temporären magnetischen Momente in ihnen genau dieselbe sein, wie die der permanenten Momente in einem zur Sättigung magnetisirten Stahlstab, wobei wir annehmen, dass die Magnetisirung der ersteren der magnetisirenden Kraft proportional sei. Nun hat aber Biot nachgewiesen, dass sich die frei nach aussen wirkenden Magnetismen eines Stahlstabes an verschiedenen Stellen durch die Formel

$$m_0 = A\,\mu^l\,(\mu^x - \mu^{-x})$$

darstellen lassen, und dieselbe Formel hat Green (§. 240) für sehr dünne Stäbe theoretisch aus der allgemeinen Formel von Poisson für die Magnetisirung von Körpern abgeleitet. — Wir haben schon §. 260 erwähnt, dass die freien Magnetismen des Stabes an den verschiedenen Punkten seiner Länge dem Differentialquotient des magnetischen Momentes m seiner Elemente nach der Axe des Stabes entsprechen. Es würde also

---

[1]) v. Rees, Pogg. Annal. Bd. LXX, S. 1. 1847.* — [2]) Green, Essay 1828 und Crelle's Journ. Bd. XLVII, S. 215.*

$$\frac{dm}{dx} = m_0 = A\,\mu^l\,(\mu^x - \mu^{-x})$$

sein, d. h.

$$m = a - b\,(\mu^x + \mu^{-x})$$

wo $-b = \dfrac{A\mu^l}{log\,\mu}$ ist.

Dies ist aber die Formel der Kettenlinie, welche Rees zur Berechnung der Resultate von Lenz benutzt hat.

302 Bestimmt man vermittelst der Formel $m = a - bx^2$ oder der Formel der Kettenlinie die Intensitäten aller Inductionsströme, welche man erhält, wenn die 1 Zoll lange Inductionsspirale je um ihre Länge auf einem Stabe von der Länge l nach allen seinen Punkten verschoben wird, und nimmt die Summe dieser Werthe, so giebt dieselbe die Summe der Momente sämmtlicher Theile der Stäbe, d. h. das gesammte magnetische Moment an, welches der Stab erhält, während alle Theile desselben (mit Ausnahme der Enden) in gleicher Weise mit Drathwindungen bedeckt, also gleichen magnetisirenden Kräften ausgesetzt sind. Dieselben Werthe erhält man, wenn die Stäbe ihrer ganzen Länge nach mit einer Inductionsspirale bedeckt sind, die die $l$fache Windungszahl hat, wie die bei den ersten Versuchen verwendete kurze Spirale.

Indem nun Lenz und Jacobi auf die mit den Magnetisirungsspiralen umwickelten Eisenkerne so viele Inductionsrollen von je 6 Zoll Länge schoben, dass sie ganz mit ihnen bedeckt waren, und die gehörigen Reductionen der beobachteten Intensitäten der Inductionsströme auf die der Länge der Eisenkerne proportionale Windungszahl und gleichen Widerstand des Schliessungskreises vornahmen, erhielten sie in der That Werthe, welche den aus obigen Formeln berechneten nahezu gleich kommen. Die (mit 100000 multiplicirten) Gesammtmomente M der Stäbe waren nämlich

Länge	M aus obigen Versuchen berechnet nach der Formel		M direct beobachtet	Verhältniss	$c\,\frac{M}{l^2}$	$c\,\frac{M}{l^2\sqrt{l}}$
	$\mu = \Sigma(a - bx^2)$	$\mu = \Sigma(a - b(m^x + m^{-x}))$				
1'	66686	65842	63932	100	100	100
1,5	183074	181716	182234	285	127	103
2	369168	368690	365812	572	143	101
2,5	640294	635252	620218	970	155	98,1
3	989836	983456	958518	1500	166	96,1
3,5	1351770	1343276	1298939	2031	165?	88,6
4	1866582	1856164	1741820	2724	170	85,2

Es stimmen mithin die aus den ersten Beobachtungen nach der einen oder anderen Formel berechneten und direct beobachteten Werthe gut mit einander überein.

Versucht man die Momente der ihrer ganzen Länge nach mit der 303
Magnetisirungsspirale bewickelten Stäbe durch die Ablenkung einer Magnetnadel zu bestimmen (nach §. 254), die ihnen in der Verlängerung ihrer von Ost nach West gerichteten Axe gegenübergestellt wird, so erhält man ähnliche Resultate.

So habe ich vier Stäbe von 10, 20, 30, 40 Centimeter Länge und 8 Millimeter Dicke in eine 50 Centimeter lange und 13,5 Millimeter weite Spirale so eingeschoben, dass ihre Axen senkrecht auf der Ebene des magnetischen Meridians standen, und ihr dem magnetisirten Stahlspiegel des Spiegelgalvanometers zugekehrtes Ende 39 Centimeter von demselben entfernt war. Aus den Ablenkungen des Stahlspiegels bei Magnetisirung der Stäbe durch Ströme von verschiedener Intensität ergab sich nach Abzug der Ablenkungen durch die Ströme in der Spirale allein im Mittel das Verhältniss der Momente M:

Länge der Stäbe l	M	$\frac{M}{l^2}$	$\frac{M}{l^2\sqrt{l}}$
10ctm	100	100	100
20	545	136,5	96,5?
30	1220	135,5	78,2
40	2300	144,0	71,9

Die magnetisirende Spirale war so lang, dass die auf die verschiedenen Theile der Stäbe wirkende elektromagnetische Scheidungskraft nahezu in ihrer ganzen Länge constant war.

Auch **Dub** hat einige Stäbe der ganzen Länge nach mit Drathwindungen umgeben, und sie dann durch Ströme von solcher Intensität magnetisirt, dass dieselbe der Zahl der Windungen umgekehrt proportional war, also die gesammte auf die ganzen Stäbe wirkende magnetisirende Kraft constant blieb. Vor dem einen Ende der von Ost nach West gerichteten Stäbe war in 21″ Entfernung eine Magnetnadel aufgestellt, aus deren Ablenkung die Momente der Stäbe sich berechnen lassen. Will man dann die Momente M der Stäbe angeben, welche sie erhielten, wenn die magnetisirende Kraft auf alle ihre einzelnen Theile gleich wirkte, so müssen die berechneten Werthe noch mit der Zahl der Windungen oder Länge der Stäbe multiplicirt werden. Auf diese Weise erhält man das Verhältniss der Momente M:

Länge des Magnetes	M	$c\,\frac{M}{l^2}$	$c\,\frac{M}{l^2\sqrt{l}}$
6″	100	100	100
12	476	119	84
18	1190	132	76,5
24	2090	130?	65,3

Bei den Berechnungen dieser sowie der vorhergehenden Versuche ist nicht berücksichtigt, dass die Pole der Magnete nicht genau an ihren Enden liegen; doch würden dadurch die Resultate sich nur wenig ändern.

Endlich hat Dub [1]) folgende Bestimmungen gemacht:

Hufeisen, bestehend aus einem Zwischenstücke und geraden Schenkeln, wurden mit letzteren senkrecht nach unten in der Ost-Westebene einer Magnetnadel in der Art gegenübergestellt, dass ihre Polflächen in gleicher Höhe mit ihr sich befanden. Die Schenkel des Hufeisens wurden allmälig so verlängert, dass die ganze Länge des Hufeisens von 13″ bis 53″ stieg. Der Abstand der Polflächen desselben von einander betrug 5″, der der Magnetnadel von dem ihr zunächst liegenden Schenkel 21″. Das Hufeisen war stets seiner ganzen Länge nach mit der magnetisirenden Spirale bedeckt; indess wurde die Intensität des Stromes so regulirt, dass die gesammte auf das ganze Hufeisen wirkende magnetisirende Kraft dieselbe blieb.

Die der Tangente der Ablenkung der Nadel proportionale Wirkung W der Hufeisen muss mit dem Quadrat ihrer Länge l multiplicirt werden, um ihre Momente M zu erhalten, die sie annehmen, wenn auf alle ihre Theile eine gleiche magnetisirende Kraft wirkte. — Auf diese Weise ergab sich u. A.

1. bei einem Hufeisen von 1″ Dicke:

l	13″	17″	23″	29″	53″
$M = l^2 W\,const$	599	1180	2467	4472	20040
$W = \frac{M}{l^2}$ (beob.)	3541	4091	4663	5317	7134
$\frac{W}{\sqrt{l}} = \frac{M}{l^2\sqrt{l}}\,const$	982	991	972	987	980

2. bei einem Hufeisen von 2″ Dicke:

l	17″	29″
$M\,const$	1552	6513
W	53732	77427
$\frac{W}{\sqrt{l}}\,const$	13	14,5

Bei den längeren Hufeisen dürften die beobachteten Werthe etwas zu klein ausgefallen sein, da die Pole in ihnen über die Ebene der Pol-

[1]) Dub, Elektromagn. S. 267* und Pogg. Ann. Bd. CII, S. 209. 1857.*

flächen immer mehr hinaufrücken. — Ueberhaupt dürfte allen bisher angeführten Beobachtungswerthen keine zu grosse Bedeutung beigelegt werden, da die Beschaffenheit des Eisens der Stäbe auf dieselben vom grössten Einfluss ist. Selbst wenn man aus demselben Stabe von weichem Rundeisen verschiedene Stücke schneidet, zeigen sie bei gleicher Behandlung zuweilen schon ein etwas abweichendes Verhalten.

Die Abhängigkeit der temporären Momente M verschieden langer und gleich dicker Eisenstäbe, welche ihrer ganzen Länge nach durch gleiche magnetisirende Kräfte erregt sind, würde am richtigsten durch die von Green gegebene Formel dargestellt werden: 304

$$M = k\left(\beta l - \frac{e^{\beta l} - e^{-\beta l}}{e^{\beta l} + e^{-\beta l}}\right) = k\left(\beta l - \frac{1 - e^{-2\beta l}}{1 + e^{-2\beta l}}\right) \quad . \quad . \quad . \quad \text{(I)}$$

in der β und k Constante sind, l die halbe Länge der Stäbe bezeichnet. Diese Formel gilt freilich zuerst nur für Stäbe, deren Querdimensionen gegen ihre Länge klein sind.

Wollte man aus den an den einzelnen Stellen der Stäbe beobachteten Momenten ihr gesammtes Moment durch Summation erhalten, so müsste man den der Kettenlinie entsprechenden Ausdruck für die ersteren über die ganze Länge der Stäbe integriren. Dann wäre

$$M = 2\int_0^l [a - b\,(\mu^x + \mu^{-x})]\,dx = 2\left(a\,l - \frac{b}{\log\mu}\right)(\mu^l - \mu^{-l}) \text{ (II)}$$

wo x den Abstand der einzelnen Stellen der Stäbe von ihrer Mitte bezeichnet. — Diese Formel stimmt im Wesentlichen mit der von Green aufgestellten überein, wenn man $e^{\beta} = \mu$ setzt. Der Werth im Nenner der letzteren Formel $e^{\beta l} + e^{-\beta l}$ ist dann schon in den Constanten der Formel II. enthalten.

Die directe Summation der nach der Kettenlinie berechneten Momente der einzelnen Stellen des Stabes ist in der Tabelle §. 302, Columne 3 ausgeführt. Eine genauere Uebereinstimmung der so berechneten und beobachteten Werthe der Momente M ist nicht wohl zu erwarten, da die Stäbe meist an ihren Enden schwächeren magnetisirenden Kräften ausgesetzt waren, als in ihrer Mitte, wodurch die Beobachtungswerthe zu klein ausfallen, und auch in dem Querschnitt der Stäbe die magnetisirende Kraft sich ändert.

Aus der Vergleichung der Werthe $\frac{M}{l^2}$ und $\frac{M}{l^2\sqrt{l}}$ ergiebt sich übrigens, dass die temporären Momente der Stäbe, deren einzelne Stellen bei allen Stäben stets gleichen magnetisirenden Kräften unterworfen sind, etwas schneller wachsen als die zweite, aber etwas langsamer als die $^5/_2$te Potenz ihrer Länge.

Vergleicht man die Momente m_0 der in der Mitte der verschiedenen langen Stäbe befindlichen Theile, während die Stäbe an allen Theilen 305

gleichen magnetisirenden Kräften ausgesetzt sind, so findet man nach den Versuchen von Lenz:

Länge l	m_0	m_0 ber. n. d. Formel $m_0 = a - 2b$	$\frac{m_0}{l\sqrt{l}}$
1	7171	7125	7171
1,5	13485	13427	7340
2	20811	20711	7357
2,5	28736	28652	7267
3	36785	36974	7079
3,5	43471	43445	6639
4	52690	52602	6539

Aus der Formel der Kettenlinie (§. 301) würden diese Momente sich ergeben, wenn man in derselben $x = 0$ setzt. Dann ist $m = a - 2b$, wonach die Zahlen der dritten Columne der Tabelle berechnet sind.

Dividirt man durch die Momente in der Mitte des Stabes in die Gesammtmomente desselben, so erhält man nach §. 261 den Abstand der Pole l_1 der Stäbe von einander.

Daraus ergiebt sich:

Länge l des Stabes	12″	18″	24″	30″	36″	42″	48″
Abstand der Pole von einander l_1	8,9	13,6	17,6	21,7	25,9	29,9	33,1
$\frac{l_1}{l}$	0,74	0,76	0,73	0,72	0,72	0,71	0,68

Der Abstand der Pole von einander ist also nahezu proportional der Länge der Stäbe, nur bei den längeren Stäben ist er ein wenig kleiner.

306 Wir haben im Vorhergehenden immer die temporären Momente M der Stäbe betrachtet, welche sie erhalten, wenn auf jeden Theil derselben bei allen die gleiche magnetisirende Kraft wirkt. — Würde man die Werthe M durch die Länge der Stäbe dividiren, so gäbe der Werth $\frac{M}{l}$ das Moment an, welches die Stäbe erhielten, wenn die auf ihre ganze Länge wirkende magnetisirende Kraft bei allen constant wäre. — Würde man noch einmal die Division mit l vornehmen, so erhielte man die Werthe $\frac{M}{l^2}$, welche unter der Voraussetzung, dass die freien Magnetismen der Stäbe nur an ihren Enden aufträten, oder doch der Abstand der Pole den Längen der Stäbe proportional wäre, den freien in den Stäben angehäuften Magnetismen proportional wären. Diese Werthe sind in den Tabellen stets mit aufgeführt.

Dub[1]) hat versucht, die Beziehungen zwischen den Momenten verschieden langer Stabe als Ganzes und in ihren einzelnen Theilen auf eine andere Art darzustellen, als wir es bisher gethan. Er stellt folgende Sätze auf: 307

1. Der an den einzelnen Stellen der Eisenstäbe erregte Magnetismus, d. h. also das temporäre magnetische Moment daselbst, ist der Quadratwurzel der Abstände derselben von dem ihnen zunächst liegenden Ende des Stabes proportional. Bezeichnet also λ diesen Abstand, m das Moment, so müsste $\frac{m}{\sqrt{\lambda}}$ eine constante Grösse sein. Ist der Abstand von der Mitte des Stabes x, die Länge desselben l, so ist $\lambda = \frac{l}{2} - x$. Dann müsste der Werth $\frac{m}{\sqrt{\frac{l}{2} - x}}$ constant sein. Auf diese Weise sind die Zahlen in der fünften Reihe der Tabelle (§. 300) berechnet. — Wenngleich die Quotienten von den Polen ab erst eine regelmässige Zunahme und dann wieder eine Abnahme gegen die Mitte des Stabes zeigen, sind die Abweichungen doch nicht allzu bedeutend. Die Formel $m = const \sqrt{\frac{l}{2} - x}$ würde aber für positive und negative Werthe von x andere Werthe für das magnetische Moment geben, so dass sie jedenfalls nur für jede Hälfte des Stabes gelten würde. Ferner würde für $x = \frac{l}{2}$ das Moment $m = 0$ sein, d. i. das Moment der am Ende der Stäbe liegenden Theile Null sein, und die Stäbe könnten an ihren Endflächen keinen freien Magnetismus zeigen, was nicht mit der Erfahrung übereinstimmt.

Die Curve, welche nach der Formel $m = const \sqrt{\frac{l}{2} - x}$ die Werthe von m angäbe, würde zwei Parabeln darstellen, deren Abscissenaxen mit dem Magnet zusammenfielen, deren Ordinaten die magnetischen Momente an seinen einzelnen Stellen bezeichneten. Ihre Scheitelpunkte lägen an den Enden des Magnetes. In der Mitte des Stabes würden beide Parabeln zusammentreffen und die ganze Curve der Magnetisirung hätte daselbst einen plötzlichen Bruch, so dass sich hiernach die magnetischen Momente der Theilchen des Magnetes in seiner ganzen Länge nicht stetig ändern würden.

2. Der „erregte totale Magnetismus" (d. i. der freie Magnetismus $\frac{M}{l^2}$, vergl. den vorigen Paragraph), welcher in den auf ihrer ganzen Länge l mit der Magnetisirungsspirale bedeckten Stäben erzeugt wird, wenn die gesammte auf ihre ganze Länge wirkende magnetisirende Kraft constant bleibt, ist der Quadratwurzel aus ihrer Länge l proportional. Die Werthe

[1]) Dub, Elektromagn. S. 253* u. a. a. O.

$\frac{M}{l^2 \sqrt{l}}$ in den ersten Tabellen §. 303 müssten also constant sein. Indess weichen dieselben doch ziemlich stark von einander ab, und werden für die längeren Stäbe kleiner. Diese Abweichuug würde noch grösser werden, wenn die magnetisirende Kraft auf alle Theile der Stäbe gleichmässig wirkte, da dann namentlich das Moment der kürzeren Stäbe grösser werden würde.

Nach seinen Versuchen mit Hufeisen (§. 303) hat Dub denselben Satz, wie für den „erregten" Magnetismus auch für den „freien" Magnetismus derselben ausgesprochen. Derselbe fällt nach unseren Erklärungen mit obigem Satze zusammen.

3. Der in der Mitte der verschieden langen auf die angeführte Art magnetisirten Stäbe erregte Magnetismus (das temporäre Moment daselbst) ist der Quadratwurzel aus ihrer Länge proportional. — Nach diesem Satz müssten die Werthe $\frac{m_0}{l \sqrt{l}}$ der Tabelle §. 305 constant sein. Sie nehmen indess laugsam und ziemlich regelmässig mit der Länge der Stäbe ab. Da nach §. 261 das Moment der mittleren Stellen der Stäbe proportional der freien Polarität derselben ist, so ist dieser Satz eine unmittelbare Folge aus dem zweiten Satz.

4. Aus den Sätzen 1 und 3 würde folgen, dass das Moment der verschieden langen Stäbe an Stellen, die gleich weit von ihren Enden entfernt sind, constant dasselbe bleibt, vorausgesetzt, dass die auf die ganzen Stäbe wirkenden magnetisirenden Kräfte dieselben sind. Dieser Satz wird durch die folgende von Dub aus den Versuchen von Lenz berechneten Tabelle belegt, in der jene Momente verzeichnet sind.

Länge der Magnete.	Abstand der Punkte vom Ende jedes Magnetes.					
	4,5"	6,5"	8,5"	12,5"	16,5"	20,5"
1'	3433					
1,5	3693	4404	4506			
2	3676	4368	4852			
2,5	3581	4380	4962	5630		
3	3470	4281	4771	5828	6113	
3,5	3150	3926	4568	5475	6017	6210
4	3094	3863	4513	5496	6127	6506

Wenn auch anzuerkennen ist, dass die von Dub aufgestellten Sätze innerhalb gewisser Grenzen den Beobachtungsresultaten sich ziemlich gut anschliessen, so dürften dieselben doch mit Rücksicht auf die unter 1) angegebenen Punkte als rein empirische, durch Probiren gefundene Ausdrücke kaum an Stelle der aus den einfachsten Grundgesetzen der magnetischen Anziehung und Abstossung zuerst von Green direct abgeleiteten Formeln gesetzt werden, welche sich den Gesetzen der Kettenlinie an-

schliessen. Wenn die Formeln von Green zunächst auch nur für Stäbe gelten, deren Querdimensionen gegen ihre Länge klein sind, und die an allen Stellen gleichen magnetisirenden Kräften unterworfen sind, so passen sie sich doch wenigstens annähernd den vorliegenden unter nicht so einfachen Umständen angestellten Versuchen an, wie dies auch die grosse Uebereinstimmung derselben mit den von Rees berechneten Werthen ergiebt. Eigentlich würden die richtigen Ausdrücke noch complicirter werden. Dennoch möchten die Formeln von Dub für manche praktische Zwecke recht bequem sein, um auf elementare Weise die Thatsachen innerhalb beschränkter Grenzen rein empirisch darzustellen.

Eine Reihe von Sätzen für den in Eisencylindern durch einen angenäherten Magnet erregten Magnetismus ist von E. Becquerel[1]), indess ohne Angabe der specielleren Versuche, aufgestellt worden, indem er gleich lange Cylinder von weichem Eisen unter dem Einflusse eines Magnetes schwingen liess. Es sollte hiernach die dritte Potenz der Schwingungsdauer dem Gewicht des Cylinders oder dem Quadrat seines Durchmessers, und der Magnetismus des Cylinders der Cubikwurzel aus dem Gewicht oder der Quadratwurzel aus dem Querschnitt desselben entsprechen. In dickeren Stäben würde also der in jeder Elementarfaser erregte Magnetismus um so schwächer sein, je dicker sie sind. Wird die Eisenmasse immer feiner vertheilt, so soll der in jedem Element erregte Magnetismus erst dem Quadrat, dann der ersten Potenz der Dichtigkeit der in der Volumeinheit enthaltenen magnetischen Masse proportional sein. Bei gleicher Dichtigkeit soll für Eisenfeile, feines Eisenpulver und massives Eisen der durch einen Magnet in denselben inducirte Magnetismus derselbe sein. Ebenso gross soll er auch bei gewöhnlicher Temperatur im Nickel sein, so dass zwei gleich lange Stäbe von Eisen und Nickel von gleichem Gewicht gleich schnell schwingen. Der Magnetismus des natürlichen Magneteisensteins soll 0,48 von dem des Eisens betragen. 308

Umgiebt die Magnetisirungsspirale einen Eisenstab nicht in seiner ganzen Länge, so werden die Erscheinungen äusserst complicirt. 309

Selbstverständlich ist es, dass, wenn die Magnetisirungsspirale am Ende des Stabes sich befindet, bei gleichbleibender Stromintensität die Summe der magnetischen Momente aller Theile des Stabes kleiner ist, als wenn sie gegen seine Mitte hingeschoben wird, da in letzterem Falle zu beiden Seiten derselben sich Eisentheile befinden, die durch sie magnetisirt werden. Stellt man dem Ende des Eisenstabes eine Magnetnadel gegenüber, so wird also in Folge dieser Zunahme des Momentes die Ablenkung derselben bei Fortschieben der Magnetisirungsspirale von dem der Nadel zunächst liegenden Ende des Stabes gegen seine Mitte hin zunehmen; da aber zugleich das magnetische Moment der an jenem Ende befindlichen einzelnen Theile des Stabes abnimmt, so findet bei weiterem

[1]) E. Becquerel, Compt. rend. T. XX, p. 1708. 1845.*

Fortschieben der Spirale wieder eine Abnahme der Ablenkung statt. So fand z. B. Dub [1]) bei Anwendung eines 12″ langen und 1″ dicken Eisenstabes, auf den eine eng anschliessende, $1^3/_4$″ lange Spirale geschoben war, nach Abzug der Wirkung der Spirale für sich:

Abstand der Spirale vom Ende des Magnetes.	Ablenkung der Magnetnadel.
$^3/_4$″	29°
2	36 15′
$3^3/_4$	34 15
7	29 30
$10^1/_4$	12 45

Denselben Grund hat das Resultat des folgenden Versuches:

Dub [2]) schob auf einen 12″ langen, 1′ dicken Eisenstab, der senkrecht gegen den Meridian aufgestellt war, sechs 2″ lange Spiralen, und leitete durch sie einen Strom. Sodann wurde eine Spirale nach der anderen entfernt, die übrigbleibenden gegen die Mitte des Stabes zusammengeschoben und wiederum die Intensität des Stromes so vermehrt, dass die magnetisirende Kraft (Intensität mal Windungszahl) dieselbe blieb. Das magnetische Moment M des Stabes ergab sich aus der Ablenkung einer in der Verlängerung seiner Axe aufgestellten Magnetnadel:

Zahl der Spiralen:	6.	5.	4.	3.	2.	1.
M	4452	4885	5317	5658	6032	6745.

310 Ebenso ist es klar, dass wenn man über einen Punkt eines längeren Eisenstabes eine kurze Spirale schiebt, das magnetische Moment der unter derselben oder dicht neben derselben befindlichen Theile des Stabes bedeutend grösser sein muss, als wenn man die Windungen der Spirale auf der jenem Theile abgewandten Seite des Eisenstabes auf eine längere Strecke ausgebreitet hätte.

So schoben z. B. Lenz und Jacobi [3]) auf einen 3 Fuss langen und $1^1/_2$″ dicken Eisenstab 6 gleiche Spiralen von je 6″ Länge. Die erste I derselben, welche sich am Ende des Stabes befand, diente als Inductionsspirale und war mit einem Galvanometer verbunden. Es wurden nun Ströme von gleicher Intensität durch die nächst folgende, oder die beiden folgenden u. s. f. geleitet, und beim Oeffnen derselben durch den Inductionsstrom die temporären Momente M des Theiles des Stabes unter der Inductionsspirale gemessen. Um die Resultate auf gleiche magnetisirende Kräfte zu reduciren, musste noch mit der Zahl der jedesmal verwendeten Magnetisirungsspiralen dividirt werden. Es ergab sich:

[1]) Dub, Elektromagn. S. 165.* — [2]) Dub, Elektromagn. S. 173.* — [3]) Lenz und Jacobi, Pogg. Ann. Bd. LXI, S. 462. 1844;* vergl. auch Dove §. 357.

Zahl der Spiralen n	M	$\frac{M}{n}$ const.
1	0,13290	13290
2	0,23980	11990
3	0,31544	10514
4	0,36285	9071
5	0,37278	7456.

Es ist hier die Abnahme der Werthe $\frac{M}{n}$ deutlich ersichtlich.

Von ähnlichen Versuchen, die doch keine genau zu berechnenden Resultate ergeben können, erwähnen wir nur noch die folgenden, von Lenz und Jacobi angestellten. 311

Eine $13\frac{1}{2}''$ lange, $1\frac{1}{2}''$ dicke Eisenstange wurde in der Mitte durch eine $2''$ lange Spirale von 105 Windungen magnetisirt, und nun durch eine $2''$ lange Inductionsspirale, welche auf verschiedene um die Länge L von der Mitte der Stange abstehende Punkte geschoben wurde, die magnetischen Momente M an denselben bestimmt:

Es ergab sich

L	M	L	M
0	0,88417	34	0,19016
4	0,70947	42	0,13161
8	0,59078	50	0,09170
12	0,50076	66	0,03380
18	0,40753	76	0,01701
26	0,28798	80	0,00589.

Diese Werthe lassen sich gut durch die Formel

$$\log M = 9{,}93844 - 0{,}01951\, L$$

darstellen.

In ähnlicher Weise hat Matteucci [1]) auf verschiedene Stellen eines 4 Meter langen Eisenstabes eine 11 Centimeter lange Spirale geschoben, und wie Lenz und Jacobi die Vertheilung des Magnetismus im Stabe durch eine Inductionsspirale bestimmt. Der Magnetismus konnte so in dem Stabe noch in 1,4 Meter Entfernung von der Magnetisirungsspirale beobachtet werden. Der Magnetismus war im Maximum, wenn die Magnetisirungsspirale in der Mitte des Stabes sich befand. Bei anderen Lagen derselben war stets das längere Ende des Stabes stärker magnetisirt als das kürzere.

Bei all diesen Versuchen werden nur die unter oder dicht neben der Magnetisirungsspirale befindlichen Moleküle des Eisenstabes direct durch 312

1) Matteucci, Compt. rend. T. XXIV. p. 301. 1847.

die Einwirkung des galvanischen Stromes gerichtet, so dass er ein Moment in der Richtung seiner Axe erhält. Die folgenden Theilchen werden nur durch die Einwirkung der vorhergehenden indirect gerichtet. Je nachdem die Beweglichkeit derselben grösser oder kleiner ist, wird daher das magnetische Moment der gerichteten Theile in der Richtung der Axe des Stabes mehr oder weniger schnell abnehmen. Man hat das Verhältniss dieser Abnahme in verschiedenen Eisen- und Stahlsorten wohl mit dem Namen der „magnetischen Leitungsfähigkeit" bezeichnet. Dieselbe würde nach dem §. 278 erwähnten Verhalten des Eisens und Stahls in letzterem kleiner sein als in ersterem und mit der Härte des Eisens und Stahls abnehmen.

Dies zeigt sich recht deutlich bei einem Versuch von Poggendorff[1]). Legt man nach einander einen Stahl- und Eisenstab in eine Spirale ganz ein, so werden sie, wenn die Spirale von Strömen von gleicher Intensität durchströmt wird, beide fast gleich magnetisch (zeigen fast gleiche Tragkraft); ragen die Stäbe aber einen Zoll aus der Spirale heraus, so ist der Magnetismus des Stahles schwächer. Der in einem Theil der Stäbe erregte Magnetismus vertheilt also den Magnetism s der benachbarten Theile im Stahl schwächer, als im Eisen.

313 Wenngleich sich aus all diesen Versuchen kein allgemeines Resultat in Betreff der Abhängigkeit des temporären Momentes der Eisenstäbe von ihrer Gestalt ergab, so lässt sich doch nach Thomsen[2]) wenigstens ein specielles Gesetz aussprechen, welches sich *a priori* ergiebt. Es sollen nämlich ähnliche Stangen von verschiedenen Dimensionen auf ähnliche Weise mit Drathgewinden umwickelt, deren Längen den Quadraten der linearen Dimensionen der Stäbe proportional sind, von gleichen Strömen durchflossen, eine gleiche magnetische Kraft auf ähnlich liegende Punkte ausüben.

Halten wir einmal die Sätze von Dub als empirische Erfahrungsresultate innerhalb gewisser Grenzen fest, so würde das Moment M_l eines Stabes von der Länge l und Dicke d, der auf seiner ganzen Länge mit Drathwindungen umgeben wäre, durch die ein Strom von der Intensität I flösse,

$$M_l = const\ I\ .\ l^2 \sqrt{l}\ \sqrt{d}$$

sein. Ein ähnlicher Stab von n facher Länge und Dicke, ähnlich umwickelt mit einem Drath von n^2 facher Länge wäre mit n mal so viel Windungen umgeben, so dass bei gleicher Intensität des Stromes die magnetisirende Kraft, welche auf alle einzelnen Theile desselben wirkte, dieselbe wie beim ersten Stab wäre. Dann wäre das Moment

$$M_{nl} = const\ I\ .\ n^2\, l^2 \sqrt{nl}\ \sqrt{nd} = n^3 M_l.$$

Lassen wir beide Stäbe auf magnetische Punkte wirken, die z. B. in

---

[1]) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. LXXXV. S. 154. 1852.* — [2]) Thomson, Phil. Trans. 1856. T. I, p. 287.*

der Richtung ihrer Axe liegen, und in den Abständen r und nr von der Mitte der Stäbe abliegen, gegen welche Abstände die Länge der Stäbe verschwinden möge, so sind die Wirknngen der Stäbe auf dieselben

$$\frac{M_l}{r^3} \text{ und } \frac{M_{nl}}{(nr)^3}.$$

Diese Ausdrücke sind aber gleich, da $M_{nl} = n^3 M_l$.

Diese Uebereinstimmung der Sätze von Dub mit dem Satz von Thomson ist indess noch kein Beweis für die allgemeine Gültigkeit der ersteren, denn, abgesehen vom Eintreten der Sättigung, muss Thomson's Satz auch unter anderen Bedingungen der Magnetisirung eines Stabes durch eine Magnetisirungsspirale gelten. Da nach diesem Satz der Stab von n facher Masse an allen seinen einzelnen Stellen gleichen magnetisirenden Kräften unterworfen ist, wie die entsprechenden Stellen des ihm ähnlichen Stabes von einfachen Dimensionen, so muss, welches auch sonst die Art der Magnetisirung sei, in allen Fällen die Zahl der in gleichem mittleren magnetischen Zustande befindlichen ähnlich liegenden Theilchen der Stäbe sich wie ihre Massen verhalten und ebenso müssen sich auch die magnetischen Momente der Stäbe verhalten.

4. Einfluss der Gestalt auf das permanente magnetische Moment von Stahlstäben.

Die Gesetze der Abhängigkeit des magnetischen Momentes permanent magnetisirter Stahlstäbe von ihrer Gestalt sind viel weniger bekannt, als die der Elektromagnete. Meist hat man sich begnügt, das Moment von Stahlstäben als Ganzes und in ihren einzelnen Theilen zu untersuchen, welche auf irgend eine Art bis zur Sättigung magnetisirt waren. 314

Wir wollen zunächst die Vertheilung des freien Magnetismus auf der Länge solcher zur Sättigung magnetisirter Stahlstäbe betrachten.

Die hauptsächlichsten Bestimmungen in dieser Beziehung sind zuerst von Coulomb[1]) gemacht worden. Er bediente sich dazu einer kleinen, 6 Linien (13,5$^{\text{mm}}$) langen, 3 Linien dicken magnetischen Stahlnadel. An dieselbe war in ihrer Mitte und unterhalb in einem rechten Winkel gegen ihre horizontale Axe ein kleiner Cylinder von Kupfer von 2 Linien Durchmesser und 1 Zoll Länge vermittelst etwas Wachs angeklebt.

Die Nadel wurde an einem Coconfaden in einem Gehäuse aufgehängt. Acht Linien von derselben entfernt befand sich ein verticales Brett, an welchem in einem Falz in verticaler Richtung ein magnetischer Stahldrath von 1 bis 2 Linien Durchmesser verschoben werden konnte, so dass er

[1]) Coulomb, De la Métherie observat. sur la phys. T. XLIII, p. 249. 1793.* Gren, Neues Journ. Bd. II, S. 298.*

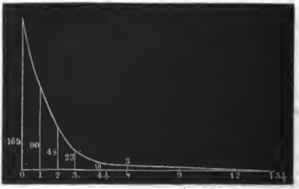
sich in der Verlängerung der magnetischen Axe der Nadel befand. Es wurden die Zahlen der Schwingungen der Nadel sowohl für sich untersucht, als während sie vor verschiedenen, je um 6 Linien von einander entfernten Stellen des magnetisirten Stahlstabes schwang. Bei kleineren Dimensionen der schwingenden Nadel und grösserer Annäherung an den Magnetstab ändert sich hierbei leicht ihr Magnetismus unter dem Einfluss des letzteren.

Kann man annehmen, dass nur die dicht vor und unmittelbar über und unter der Nadel befindlichen Stellen des magnetisirten Stahlstabes auf sie einwirken, und innerhalb dieser Wirkungssphäre die magnetische Wirkung des Stabes nach aussen sich gleichmässig ändert, so misst die Differenz der Quadrate der Schwingungszahlen der schwingenden Nadel unter Einfluss des Stahlstabes und ohne denselben diese Wirkung an den verschiedenen Stellen des letzteren.

Bei anderen Versuchen wurde neben dem verticalen Drath eine horizontale Magnetnadel an einem Metalldrath so aufgehängt, dass sie ihren einen Pol den mit gleichnamigem Magnetismus beladenen Stellen des magnetisirten Stahldrathes zukehrte. Der magnetische Drath war von dem Pol der Nadel durch ein 2 bis 3 Millimeter dickes Brett getrennt. Durch Torsion des die Nadel tragenden Drathes wurde sie nun jedesmal so weit herumgedreht, bis ihr dem Drath zunächstliegender Pol gegen das Brett gerade gegenlag. Der Torsionswinkel misst dann die Abstossungskraft der einzelnen Stellen des Drathes, mithin den freien Magnetismus derselben. Es wird dabei vorausgesetzt, dass die Einwirkung der Nadel die Vertheilung des Magnetismus im Drath nicht ändert.

Die Ordinaten der Curve, Fig. 173, stellen diese Torsionswinkel für die eine Hälfte eines 27 Zoll (73 Centimeter) langen Stahldrathes von

Fig. 173.



2 Linien (4,5 Millimeter) Dicke, vor. Die Zahl 0 der Abcisse entspricht dem Ende, die Zahl $13^1/_2$ der Mitte des Drathes.

Die an den letzten Enden des Drathes erhaltenen Resultate sind etwa um die Hälfte zu klein, da hier der Magnetismus desselben nur von einer Seite auf die ihm genäherte Nadel wirkt.

Bei kürzeren Dräthen ergab sich die die Vertheilung ihres freien Magnetismus von ihren Endflächen an bezeichnende Curve fast ganz gleich der den längeren Dräthen entsprechenden Curve. Nur ist in der Mitte ein kürzerer Raum, in welchem die Curve nahezu mit der Abscissenaxe zusammenfällt.

Die von Coulomb beobachteten Werthe der freien Magnetismen m 315
des Stabes von 27 Zoll Länge und 2 Linien Dicke an verschiedenen um die Länge ξ von seinem Nordpol abliegenden Stellen hat Biot mit den aus seiner Formel (§. 240)

$$m = A_l(\mu^{\xi} - \mu^{2l-\xi})$$

berechneten Werthen verglichen.

In dieser Formel ist $2l$ die Länge des Stabes. So ergab sich, wenn die Constanten

$$A_l = 173,76, \quad \mu = 0,51795$$

gesetzt wurden:

ξ	m beobachtet	m berechnet
0	165	173,76
1	90	90
2	48	46,62
3	23	24,14
$4^1/_2$	9	9
6	6	3,35

Bis auf das Ende des Stabes stimmen hier die berechneten und beobachteten Werthe sehr gut mit einander überein.

Durch ganz analoge Versuche hat Becquerel [1] die Vertheilung des magnetischen Momentes in einem sehr dünnen, nur $\frac{1}{80}$ Millimeter dicken Stahldrathe von 126 Millimeter Länge bestimmt, welcher mit Hülfe der Wollaston'schen Methode (Einschmelzen dickerer Dräthe in die Axe eines Silbercylinders und Ausziehen desselben in einem Zieheisen) erhalten war.

Die Resultate stimmen nach mehreren ziemlich willkürlichen Correctionen ebenfalls mit der Formel von Biot überein. Bei so dünnen Dräthen kann aber auch sehr leicht eine Rückwirkung des Magnetismus der Nadel auf den des Drathes stattfinden.

In §. 260 haben wir erwähnt, dass der freie Magnetismus an den einzelnen Stellen eines Stabes, der an allen Stellen gleichen magnetisirenden 316

[1] Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. T. XXII, p. 117. 1823.

Kräften unterworfen ist, dem Differentialquotienten $\frac{dm}{dx}$ des magnetischen Momentes der einzelnen Stellen des Drathes nach seiner Länge entspricht.

Es lässt sich daher im Allgemeinen dieses Moment durch die Formel der Kettenlinie

$$m = a - b(\mu^x + \mu^{-x}) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

darstellen (vergl. §. 301). Dieselbe Formel würde auch für die durch Streichen zur Sättigung magnetisirten Stahlstäbe gelten, da sich die Theilchen derselben bei dem wiederholten Streichen so einstellen, als wenn sie alle gleichen magnetisirenden Kräften ausgesetzt wären. Man muss dann annehmen, dass auch nach dem Aufhören der Wirkung dieser Kräfte die permanente Vertheilung des Magnetismus in demselben Verhältniss sich herstellt wie die temporäre.

Dieses Gesetz ist von Rees[1]) bestätigt worden, indem er die magnetischen Momente an verschiedenen um die Länge x von der Mitte eines Stahlmagnetes entfernten Stellen desselben nach der §. 258 beschriebenen Methode durch Abschieben einer kurzen, mit einem empfindlichen Galvanometer verbundenen Inductionsspirale von jenen Stellen bestimmte. Durch wiederholtes Abschieben der Inductionsspirale von derselben Stelle des Magnetstabes unter Einschaltung verschiedener Widerstände in den Stromkreis hatte sich Rees vorher überzeugt, dass die Intensität des Inductionsstromes proportional dem Sinus des halben Ablenkungswinkels der Galvanometernadel war. So ergab sich u. A. an einem 500 Millimeter langen, 20 Millimeter breiten und dicken Magnetstab (bei einer Inductionsspirale von 20 Millimeter Länge) das magnetische Moment m:

$x =$	0	40	80	120	160	200	230
m (gefunden)	0,5050	0,4942	0,4625	0,4083	0,3332	0,2343	0,1322
m (berechnet)	0,5055	0,4949	0,4630	0,4094	0,3335	0,2306	0,1337

Bei der Berechnung von m nach der Formel 1 wurde $a = 1,48648$, $\log b = 9,69062$, $\log \mu = 0,01590$ angenommen.

Bei einem cylindrischen, 801 Millimeter langen, 8 Millimeter dicken, glasharten Magnet von Gussstahl und einer Inductionsspirale von 10 Millimetern Länge ergab sich:

$x =$	0	160	240	320	392,5
m (gefunden)	0,1897	0,1688	0,1510	0,1285	0,0346
m (berechnet)	0,1851	0,1716	0,1524	0,1216	0,0796

Bei der Berechnung wurde $a = 0,22640$, $\log b = 8,51401$, $\log \mu = 0,02150$ angenommen.

Die erhaltenen Resultate sind das Mittel der Stromintensitäten, welche beim Abschieben der Spirale von Punkten des Stabes erhalten wurden, die gleich weit nach beiden Seiten von seiner Mitte entfernt waren. Eigent-

[1]) v. Rees, Pogg. Ann. Bd. LXXIV, S. 217. 1849.*

lich hätte man beim Abschieben der Spirale nach der einen oder anderen Seite des Stabes gleiche Werthe erhalten sollen; sie waren aber ein wenig verschieden. Die Abweichungen der beobachteten und berechneten Werthe erklären sich sehr wohl daraus, dass die Stahlstäbe schwer gleichmässig zu magnetisiren sind, und, namentlich wenn sie sehr hart sind, an verschiedenen Stellen ungleiche Härte besitzen.

Die Zunahme des magnetischen Momentes der einzelnen Theile eines permanent magnetischen Stahlstabes zeigt sich schon durch einen älteren Versuch von Prechtl [1]). Er legte 8 gerade, 2 bis 3 Zoll lange Stahlstäbchen in einer geraden Linie an einander und magnetisirte sie in dieser Lage wie einen Stahlstab. Die einzelnen Stäbchen trugen Haken, an welchen eine Schnur befestigt werden konnte. Diese wurde über eine Rolle geleitet und mit Gewichten belastet, bis die Stäbchen von einander rissen. Auf diese Weise erhielt er die zum Abreissen der auf einander folgenden Stäbchen erforderlichen Gewichte:

Stäbchen	1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.
Gewicht	$^1/_2$	1	$1^1/_2$	2	$1^1/_2$	1	$^1/_2$

Aus den soeben erwähnten Versuchen folgt, dass, während das mag- 317
netische Moment der einzelnen Theile eines Stahlstabes gegen seine Enden hin abnimmt, dagegen die magnetische Wirkung desselben nach aussen zunimmt. In der That befindet sich in diesem Fall jedesmal neben dem nach dem Nordpol des Stabes gerichteten Nordpol jedes Moleküls ein schwächerer Südpol des benachbarten Moleküls, welcher seine Wirkung nach aussen zwar zum Theil aufhebt, aber nicht ganz. Die ganze Nordhälfte des Magnetes wird demnach nach aussen Nordpolarität zeigen, und am Ende derselben, wo den Nordpolen der Moleküle keine Südpole anderer Moleküle gegenüberstehen, wird diese Polarität im Maximo sein. In dieser Weise findet die Vertheilung der Wirkung eines auf gewöhnliche Weise magnetisirten Stahlstabes statt.

Die Abhängigkeit des gesammten magnetischen Momentes verschie- 318
den langer und dicker Stahlstäbe, welche zur Sättigung magnetisirt sind, ist von Coulomb [2]) in folgender Weise untersucht worden.

Ein Stahldrath wurde durch den Doppelstrich magnetisirt, in der Drehwage in der Ebene des magnetischen Meridians aufgehängt, und die Drehung des ihn tragenden Fadens oder Drathes bestimmt, welche erforderlich war, um ihn um 30° aus der Ruhelage abzulenken. Der Drath wurde dann zerschnitten und die Versuche wiederholt, nachdem die Stücke bis zur Sättigung magnetisirt waren.

Es ergab sich u. A. bei zwei Stahldräthen I. und II. von verschiedener Dicke, von denen 12 Zoll resp. 38 Gran (2 Grm.) und 865 Gran (45,8 Grm.) wogen, und von denen der erstere einen Durchmesser von 2 Linien (4,5mm) hatte:

1) Prechtl, Gilb. Ann. Bd. LXVIII, S. 187. 1821.* — 2) Coulomb, Gren's Neues Journ. Bd. II, S. 298.*

	I.		II.	
Länge	Torsion	berechnet	Torsion	berechnet
18″	—	—	288°	287,9
12″	11,5°	11,5	172°	172,1
9″	8,5°	8,46	115°	115,3
6″	5,3°	5,43	59°	59,3
4,5″	—	—	34°	33,9
3″	2,3°	2,39	13°	13,5
2″	1,30°	1,38	—	—
1″	0,35°	0,42	1,46°	—
0,5″	0,07°	0,084	0,32°	—
0,25″	0,02°	0,012	—	—

Aus den Beobachtungsresultaten ergiebt sich, dass mit wachsender Länge der Nadeln das magnetische Moment erst nahezu dem Quadrat der Länge, dann der Länge selbst proportional wird, wenn dieselbe 40 bis 50mal grösser als der Durchmesser der Dräthe ist. — Die Berechnung der den Beobachtungsresultaten beigefügten Werthe ist von Green[1]) nach seiner Formel (§. 240)

$$M = \frac{3\, g f a^2}{2\beta(1-g)}\left(\beta\lambda - \frac{1-e^{-2\beta\lambda}}{1+e^{-2\beta\lambda}}\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

geschehen, in der 2λ die Länge des Drathes, a seinen Radius bezeichnet.

Aus den §. 315 mitgetheilten Versuchen über die Vertheilung des freien Magnetismus auf der Oberfläche der Dräthe ergiebt sich für einen 2 Linien ($^1/_6$″) dicken Drath $\beta = -\,log\,\mu = -\,log\;0{,}517495$, also der Werth $a\beta = 0{,}548235$, welcher für alle Dräthe von gleichem Stahl constant ist. Hiernach kann man den Werth β für einen Drath von beliebiger Dicke berechnen. Wird sodann der Werth $P = \frac{3\, g f a^2}{2\beta(1-g)}$ aus einer Beobachtung entnommen, so erhält man die in die Formel 1 einzusetzenden Werthe β und P. Dieselben sind für den ersten Drath $\beta = 0{,}65788$, $P = 58{,}5$, für den zweiten $\beta = 3{,}13880$, $P = 0{,}6448$. — Der Werth der magnetischen Constanten g findet sich dabei gleich 0,986636, also nahezu gleich 1.

Sind die Magnetstäbe sehr lang, so würde nach obiger Formel ihr Moment ihrer Länge proportional sein.

319 Wollten wir die Wirkung des freien Magnetismus der verschieden langen Stäbe auf einen entfernten äusseren Punkt bestimmen, so würden wir uns denselben in zwei Punkten, den Polen, concentrirt denken können, deren Abscissen dem Schwerpunkt des Flächenraums der Curve, Fig. 173, entsprächen, in der die Ordinaten den freien Magnetismus der einzelnen Punkte

[1]) Green, Essay, Crelle's Journ. Bd. XLVII, S. 220.

der Stäbe bezeichnen. Diese Curven würden nach Coulomb's Beobachtungen bei kurzen und langen Stäben von gleicher Dicke ziemlich gleich sein und auch die Pole ziemlich gleich weit von den Enden der Stäbe entfernt liegen.

Ist nun x dieser Abstand der Pole von den Enden, $2l$ die Länge des Stabes, so wäre sein Moment $M = 2\mu(l - x)$, wo μ den freien Magnetismus an jedem Ende des Stabes bezeichnet. Aus den Beobachtungen an dem 12″ und 3″ langen Drath von 2 Linien Dicke (§. 318) berechnet sich hiernach der Abstand der Pole von den Enden der Stäbe $x = 0{,}36$ Zoll.

Wird dieselbe Bestimmung bei dem dickeren Drath gemacht, so ergiebt sich für diesen der Abstand $x_{\prime} = 1{,}51$ Zoll. — Die Durchmesser dieser Dräthe verhalten sich wie $\sqrt{38} : \sqrt{865} = 4{,}8 : 1{,}0$. Da sich nun $x : x_{\prime} = 1{,}51 : 0{,}36 = 4{,}2 : 1{,}0$ verhält, so schliesst Coulomb, dass die Abstände der Pole der Dräthe von ihren Enden nahezu ihrem Durchmesser proportional sind. Dieses Resultat müsste indess noch weiter verfolgt werden.

Zugleich ergiebt sich hieraus wiederum, dass für sehr lange Stäbe, bei welchen x gegen $2l$ sehr klein ist, das Moment $M = 2\mu l$ wird, also der Länge proportional ist.

Um die Wechselwirkung der einander parallelen Schichten eines Magnetes auf einander zu untersuchen, legte Coulomb 1 bis 10 parallelogrammatische Stahlbleche von 6 Zoll (16 Centimeter) Länge und $9^1/_2$ 320
Linien (21,1 Millimeter) Breite, die alle zur Sättigung magnetisirt waren, zu Bündeln zusammen. Sie wurden in der Torsionswage aufgehängt. Es ergab sich der Torsionswinkel, um den der sie tragende Drath gedreht werden musste, um sie um je 30 Grad aus dem magnetischen Meridian abzulenken:

Zahl der Bleche	1	2	4	6	8	12	16
Torsionswinkel	82	125	150	172	182	205	229

Es nimmt also das magnetische Moment viel langsamer als die Zahl der Bleche zu. Dies rührt daher, dass die Bleche gegenseitig auf einander einwirken und in einander einen temporären Magnetismus erzeugen, welcher dem ursprünglichen entgegengesetzt ist.

Nimmt man die Bleche aus einander, so erweisen sich die mittleren schwächer magnetisch, als die auf den beiden Seiten liegenden.

So ergab sich bei einem Bündel von 4 Blechen der Torsionswinkel 150°, und nach dem Auseinandernehmen für das

oberste	zweite	dritte	unterste Blech
70°	44°	44°	60°

Das entsprechende Resultat ergab sich bei einem Bündel von 8 Blechen.

Es wird also durch die temporäre Magnetisirung hierbei auch das permanente magnetische Moment, namentlich der mittleren Bleche, welche

auf beiden Seiten den temporär magnetisirenden Einflüssen der anderen Bleche ausgesetzt sind, dauernd geschwächt.

Eine ganz ähnliche Schwächung der Magnetisirung tritt natürlich auch in einem grösseren massiven Stahlmagnet durch die Wechselwirkung seiner neben einander liegenden gleichartig magnetisirten Fasern auf.

Will man daher durch Aneinanderlegen mehrerer gleichartig magnetisirter Stahllamellen mit ihren gleichnamigen Polen sich einen starken Magnet von bedeutender Tragkraft herstellen, so wächst diese letztere durchaus nicht proportional der Anzahl der Lamellen. Ja wenn einzelne Lamellen schwächer magnetisch sind, so kann sogar durch die Einwirkung der benachbarten Lamellen der Magnetismus, namentlich der innerhalb liegenden Lamellen, temporär und auch permanent umgekehrt werden, wodurch dann eine bedeutende Schwächung der Magnetisirung eintritt. Man kann diese Schwächung wenigstens zum Theil vermeiden, indem man die Pole der Lamellen nicht unmittelbar an einander legt, sondern dieselben wie in dem Fig. 174 gezeichneten Magnet treppenförmig über einander schichtet. Die weiter zurückliegenden Pole der äusseren Lamellen erregen dann in den von ihren Polen nach aussen liegenden kurzen Enden der inneren Lamellen eine Magnetisirung, welche sich zu der in ihnen schon vorhandenen addirt (vergl. §. 243). Zweckmässiger wird man stets, wo es nicht darauf ankommt, an einer kleinen Stelle eine grosse magnetische Kraft zu concentriren, bei einer gegebenen Masse von Stahl dieselbe in eine grössere Anzahl kleinerer von einander getrennter Stahlmagnete zerlegen, als sie zu einem grossen Magnet verarbeiten.

Fig. 174.



321 Bei massiven und hohlen Stahlcylindern ist das permanente magnetische Moment, welches sie bei der Magnetisirung bis zur Sättigung erhalten, sehr verschieden. So fand Nobili [1]), als er zwei solche Cylinder von gleichen äusseren Dimensionen, aber von resp. 255 Grm. und 16 Grm. Gewicht auf gleiche Weise bis zur Sättigung magnetisirte, dass der erste die Nadel einer Boussole bei einer bestimmten Annäherung an dieselbe um 19°, der zweite nur um 9,5° ablenkte. — Die Unterschiede der Härtung stellen der weiteren Durchführung dieser Versuche grosse Schwierigkeiten entgegen. — Obgleich also durch die Wechselwirkung der Schichten im Inneren massiver Eisen- und Stahlstäbe kaum eine Magnetisirung wahrge-

[1]) Nobili, Antologia di Firenze, Pogg. Ann. Bd. XXXIV, S. 270. 1835.*

nommen werden kann (vgl. §. 297), so ist doch die gesammte Magnetisirung massiver Stäbe grösser als die der hohlen Röhren.

Um einen Anhaltspunkt bei der Aenderung aller Dimensionen der Stahlmagnete zu gewinnen, formte Coulomb l. c. verschieden grosse Drathbündel, deren lineare Dimensionen in gleichen Verhältnissen zu einander standen, aus gleich dicken Eisendräthen, welche eine möglichst gleiche permanente Torsion erhalten hatten und dadurch gehärtet worden waren. Als er diese Bündel bis zur Sättigung magnetisirte und sie in der Drehwage untersuchte, ergaben sich Zahlen, welche bewiesen, dass die magnetischen Momente derselben sich wie die Würfel der einander entsprechenden Dimensionen verhielten. 322

Die Torsionswinkel, welche erforderlich waren, um zwei Bündel von 36 und 9 Dräthen von 12″ und 6″ Länge, um 30° aus dem Meridian abzulenken, betrugen resp. 342° und 42°. Das entsprechende Verhältniss ergab sich bei Bündeln, deren homologe Dimensionen sich wie 3 : 1 und 4 : 1 verhielten. Ist also das Verhältniss der homologen Dimensionen der Bündel $1 : n$, sind ihre Momente M und M_n, so verhält sich $M : M_n = 1 : n^3$. Die Wirkung der Bündel auf zwei in der Richtung ihrer Axe um die Längen r und nr von ihrer Mitte entfernten magnetischen Punkte sind aber proportional $\frac{M}{r^3}$ und $\frac{M_n}{(nr)^3}$, also einander gleich.

Es bestätigt sich also auch hier der §. 313 ausgesprochene Satz von Thomson, da wir annehmen können, dass die in den bis zur Sättigung magnetisirten Stahlstäben erzeugte permanente magnetische Vertheilung analog ist der temporären Magnetisirung, welche in Eisenstäben hervorgerufen wird, die an allen Stellen gleichen magnetisirenden Kräften unterworfen sind.

Sind die Theilchen des Eisens oder Stahles so weit von einander entfernt, dass sie nicht mehr gegenseitig auf einander polarisirend einwirken können, so wird bei gleicher Magnetisirung der magnetisirten Körper ihr permanentes Moment ihrer Masse proportional sein. Als daher Coulomb Eisenfeile mit Wachs mengte und aus ihnen Stäbchen von gleicher Länge aber verschiedenem Durchmesser bildete, so waren nach gleicher Magnetisirung ihre Schwingungsdauern dieselben, da ihr Trägheitsmoment in demselben Verhältniss zugenommen hatte, wie ihr magnetisches Moment.

Neben diesen Sätzen haben wir noch eine Zahl von Sätzen über den permanenten Magnetismus, die Schwingungsdauer und die Tragkraft der zur Sättigung magnetisirten Stahlstäbe mitzutheilen, welche von Haecker auf rein empirischem Wege gefunden worden sind. Wir stellen dieselben hier alle zusammen: 323

Die Schwingungsdauer verschiedener geradliniger Magnetstäbe ergab sich bei Stäben von 3″ bis 22½″ Länge und 17 bis 1648 Loth Gewicht,

von $2^1/_8'''$ im Quadrat Dicke bis $16'''$ Breite und $8'''$ Dicke, entsprechend der Formel:

$$t = c\sqrt[6]{P}\ \sqrt[3]{l} = k\sqrt[2]{l}\ \sqrt[6]{w},$$

wo P das Gewicht der Stäbe in Lothen, l die Länge der Stäbe in französischen Zollen, w ihr Querschnitt und c und k Constante sind. Für einen Stab von $3''$ Länge und 17 Loth Gewicht beträgt die Schwingungsdauer 3,26 Secunden.

Diese Formel gilt nach den Versuchen auch für mehrere zusammengelegte Stäbe, sowie für röhrenförmige Magnete, bei denen die Schwingungsdauer kleiner ist, als die von gleich langen und dicken massiven cylindrischen Magnetstäben.

Wird indess der Querschnitt im Verhältniss zur Länge der Stäbe zu sehr vermindert, so ändert sich bei weiterer Verminderung ihre Schwingungsdauer nicht mehr, sondern bleibt constant. Dies tritt ein bei Stäben von

Länge . . .	16′	8′	6′	4′	2′	1′	6″	1″
bei einem Ge-	Pfd.	Pfd.	Lth.	Lth.	Lth.	Lth.	Lth.	Lth.
wichte von .	68	17	306	136	34	$8^1/_2$	$2^1/_8$	$^1/_{18}$.

Magnetisirt man einen Stab einmal so, dass seine magnetische Axe mit seiner Längsrichtung zusammenfällt, und dann so, dass sie auf derselben senkrecht steht, also der Stab transversal magnetisirt ist, so kann man im ersten Falle die „horizontale", im zweiten die „verticale" Schwingungsdauer des Stabes bestimmen, während der Stab so aufgehängt ist, dass im ersten Falle seine Längsrichtung horizontal, im zweiten vertical ist. Dann ergiebt sich die verticale Schwingungsdauer nach den Versuchen:

$$t_l = c\sqrt{l_l}\ \sqrt[6]{\Omega}\ \sqrt[6]{w},$$

wo Ω der grössere, w der kleinere Querschnitt, l_l die Länge der jetzigen magnetischen Axe des Stabes ist.

Die Tragkraft p geradliniger Magnete findet Haecker der Formel:

$$z = a\sqrt[3]{P^2}$$

entsprechend bei 9 Magnetstäben von $^1/_4$ Loth bis 81 Loth Gewicht und $2^2/_3''$ bis $17^1/_2''$ Länge. Die Tragkraft des kleinsten unter den Stäben von $^1/_4$ Loth und $2^2/_3''$ Zoll Länge betrug $7^1/_2$ Loth. Es war $a = 1{,}60$ im Mittel. Bei den Versuchen waren die Enden der Stäbe genau geebnet, und die Stäbe senkrecht befestigt, die Anker flach abgefeilt und ebenso dick wie die Magnete oder dicker. Sie wurden mit der Hand an den Magneten entlang geschoben, bis sie dieselben nur in einer Kante berührten und dann durch Gewichte abgerissen. Aus den Formeln I. und II. folgt:

$$a c^2 = \frac{z\, t^2}{\sqrt[3]{P^4}\ \sqrt[3]{l}}.$$

[1]) Haecker, Pogg. Ann. Bd. LVII. S. 321;* Bd. LXII, S. 366;* Bd. LXXII, S. 63;* Bd. LXXIV, S. 394.*

Bei verschieden starken Magnetisirungen desselben Stahlstabes ändert sich a und c; es bleibt aber nach den Versuchen ac^2 constant, also auch zt^2. Es müssten sich also dann die Tragkräfte umgekehrt wie die Quadrate der Schwingungsdauern verhalten.

Wir übergehen die weiteren Folgerungen aus diesen Resultaten, welchen ein gewisser praktischer Werth nicht abzusprechen ist, da sie als Mittel aus vielen Versuchen hervorgegangen sind. Von theoretischer Bedentung können die angegebenen Formeln indess nicht sein, da bei der Feststellung derselben auf die einzelnen das magnetische Moment der schwingenden Stäbe bedingenden Factoren, auf den Einfluss der Gestalt und das Gewicht der Anker so wie die jedesmalige Vertheilung des Magnetismus in dem aus dem Magnet und Anker gebildeten System nicht Rücksicht genommen ist.

Die bisherigen Betrachtungen des magnetischen Moments der Stahlstäbe setzen voraus, dass die Stahlstäbe zur Sättigung magnetisirt sind. Die Vertheilung der magnetischen Momente ihrer einzelnen Theile, sowie des freien Magnetismus auf ihrer Oberfläche gestaltet sich dann nach den Angaben des §. 317, indem erstere von der Mitte der Stäbe gegen ihre Enden abnehmen, der letztere aber zunimmt. 321

Wir könnten uns aber noch andere Vertheilungen des magnetischen Momentes in den Stäben vorstellen [1].

1. Einmal könnten alle im Magnetstab befindlichen Moleküle gleiches magnetisches Moment besitzen. In diesem Falle würden sich die Wirkungen zweier benachbarter Moleküle nach aussen völlig aufheben, da das nach dem Nordpol des Stabes gerichtete Ende jedes Moleküls in der Richtung der Axe desselben gleiche magnetische Polarität besässe, wie das gegen Süden gerichtete Ende des nächst folgenden Moleküls. Nur an den beiden äussersten Enden des Stabes würde freier Nord- und Südmagnetismus auftreten. — Dieser Ansicht widerspricht die Erfahrung, dass nicht nur die Polflächen der Magnete, sondern ihre ganzen Hälften von der Mitte an eine bis zu den Enden an Intensität zunehmende magnetische Wirkung nach aussen zeigen.

2. Es könnte ferner das magnetische Moment der Moleküle in der Mitte des Stabes am kleinsten sein, und gegen die Enden hin zunehmen. Da in diesem Fall das nach dem Nordpol gerichtete Ende jedes Moleküls in der Richtung der Axe des Stabes schwächer nordpolar wäre, als das nach dem Südpol gekehrte Ende des benachbarten, gegen den Nordpol des Stabes hinliegenden Moleküls südpolar wäre, so würde die Südpolarität auf der dem Nordpol des Stabes zugekehrten Seite desselben überwiegen. Derselbe würde auf dieser ganzen Seite Südpolarität zeigen, und nur am Pol selbst Nordpolarität, da dort neben den nordpolaren Enden der äussersten Moleküle keine anderen Moleküle vorhanden wären. Umgekehrt würde die ganze

[1] Rees, Pogg. Ann. Bd. LXX, S. 1. 1847* und Bd. LXXIV, S. 222. 1848.*

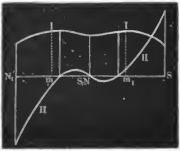
Südseite des Stabes Nordpolarität, und nur auf ihrem äussersten Ende Südpolarität zeigen. Auch diese Wirkung des Magnetismus des Stabes nach aussen zeigt sich nicht in gewöhnlich magnetisirten Magnetstäben.

3. Folgen in einem Stabe Moleküle, deren Pole alle in gleichem Sinne gerichtet sind, deren magnetisches Moment aber in Bezug auf die Axe von dem einen Ende des Stabes an abwechselnd zunimmt und abnimmt, so wird der Stab von jenem Ende an bis zu dem Punkt, wo statt der Zunahme eine Abnahme des Momentes eintritt, die Polarität des Endes, dann so lange die Abnahme währt, die entgegengesetzte Polarität, wenn wieder eine Zunahme eintritt, wieder die Polarität des ersten Endes zeigen u. s. f. Auf diese Weise können Folgepunkte in einem Magnetstab entstehen, nicht nur, wenn die Polarität der Moleküle sich an einer Stelle umkehrt, sondern auch, wenn nur bei gleicher Polarität das magnetische Moment der Moleküle abwechselnd ab- und zunimmt.

325 Die durch diese Betrachtungen gefundene unregelmässige Vertheilung des magnetischen Momentes in verschieden magnetisirten Magnetstäben bestätigt sich auch durch die folgenden Versuche, bei denen man die normale permanente Magnetisirung eines Stahlstabes temporär ändert, indem man an sein eines Ende einen zweiten Magnetstab oder auch Eisenmassen legt.

So hat Rees die Vertheilung des Magnetismus in zweien gleichen Magnetstäben NS und $N_1 S_1$ untersucht, welche mit ihren ungleichnamigen Polen einander berührten. Beim Annähern einer Magnetnadel von der Seite bemerkt man, dass die in der Mitte der Stäbe gelegenen neutralen Linien, m und m_1, in denen sie für sich nach aussen keinen freien Magnetismus zeigen, gegen ihre Berührungsstelle ein wenig vorrücken. Würden die Stäbe vereint sich wie ein Stab verhalten, so müssten dieselben bis zur Berührungsstelle selbst vorrücken; dies geschieht nicht, da die Stäbe doch nicht einander ganz vollständig berühren. Nach dieser gegenseitigen Einwirkung gestaltet sich die Vertheilung der magnetischen Momente in den Stäben wie in Fig. 175, Curve I., die Vertheilung der freien Magnetismen wie in Curve II., in der die nach oben gerichteten Ordinaten südlichen, die nach unten gerichteten nördlichen Magnetismus andeuten. — Wir haben so ein System, welches mehrere Folgepunkte zeigt, indem seine Theilchen, wenn auch gleich gerichtete Polarität, so doch abwechselnd grössere, kleinere und wieder grössere magnetische Momente besitzen.

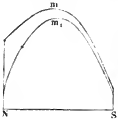
Fig. 175.



Rees hat dies Verhalten genauer untersucht, indem er den Magnet NS (einen 625mm langen, 20mm brei-

ten und dicken Stahlstab) befestigte, und sodann eine mit dem Galvanometer verbundene Inductionsspirale auf verschiedene Stellen desselben brachte und abschob, und nun dasselbe Verfahren wiederholte, als ein gleicher Magnet $N_1 S_1$ an NS angelegt worden war. Eine Wiederholung der Versuche nach Fortnahme des Magnetes $N_1 S_1$ zeigte, dass der Magnet NS seinen Magnetismus nicht dauernd geändert hatte.

Fig. 176.



Die Curven m_1 und m, Fig. 176, stellen die so gefundene Vertheilung der magnetischen Momente im Stabe NS vor und nach dem Anlegen des Magnetes $N_1 S_1$ dar. Es ist ersichtlich, dass diese Momente im Stabe NS durch das Anlegen von $N_1 S_1$ selbst bis zu dem von der Berührungsstelle entfernten Pole S hin gesteigert werden, wenn auch mit weiterer Entfernung von $N_1 S_1$, in immer geringerem Grade.

Bei längerem Anlegen, namentlich wenn dabei Erschütterungen vorkommen, kann diese Veränderung der Momente im Stahlmagnet bis zu einem gewissen Grade auch noch nach dem Entfernen des angelegten Magnetes fortdauern, so dass dann sowohl der Indifferenzpunkt als auch der dem angelegten Magnet benachbarte Pol gegen die Seite des letzteren hin permanent verschoben ist. Man kann sich hiervon durch Zählen der Schwingungen einer Magnetnadel überzeugen, welche man dem Stab von der Seite nähert.

Aehnliche Unregelmässigkeiten in dem magnetischen Verhalten der Stahlmagnete ergeben sich noch in anderen Fällen.

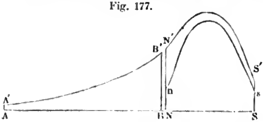
Wird ein Stahlstab z. B. mittelst des Streichens magnetisirt, indem man nur mit einem Pol des streichenden Magnetes auf seiner Länge nach einer Seite hinfährt, so ist dabei der dem streichenden Pol entgegengesetzte in dem Stahlstab erzeugte Pol stets stärker, als der andere. Zugleich liegt der Indifferenzpunkt diesem Pole näher [1]).

Legt man an das eine Ende eines Eisenstabes AB, Fig. 177, einen Magnetstab NS mit seinem Pol N, so werden alle Theilchen des Eisenstabes in gleichem Sinne gerichtet, wie die Theilchen des Magnetes, indess mit der Entfernung von dem Pole N immer weniger stark. In Folge dieser Abnahme des Momentes der Theilchen zeigt der Eisenstab unmittelbar am Pol N eine ihm ungleichnamige Polarität, er wird deshalb vom Pol N angezogen; dagegen hat er auf seiner ganzen Oberfläche dieselbe Polarität wie Pol N. Zugleich wird durch die Rückwirkung des magnetisch gewordenen Eisenstabes auf den Magnetstab die magnetische Einstellung auch seiner Theile befördert, und er zeigt temporär ein stärkeres Moment 326

1) Vgl. Kupfer, Pogg. Ann. Bd. XII, S. 128. 1828;* Kastner's Arch. Bd. XIII. S. 13.*

seiner Theilchen als für sich. Auch dieses Verhalten hat van Rees durch Abschieben einer Inductionsspirale von einem Eisenstab AB von 938mm

Fig. 177.



Länge und 20mm im Quadrat Querschnitt und einem gegen ihn gegengelegten 500mm langen Magnetstab NS geprüft. Die Curve $B^1 A^1 N^1 S^1$, Fig. 177, giebt die so gefundene Vertheilung der Momente in den beiden Stäben an; die Curve ns entspricht den Momenten im Stahlmagnet allein.

327 Die Aenderung der Vertheilung des Magnetismus in einem magnetisirten Stahlstab durch Annähern von Eisen und Stahl wurde auch schon von Erman [1]) beobachtet, indem er einen zangenförmigen Drath um die verschiedenen Stellen des Stabes legte, und die Enden desselben mit dem Galvanometer verband. Die Veränderung des Magnetismus beim Anlegen von Eisen- und Stahlstäben und Magneten an den Stab gab sich durch einen Inductionsstrom im Galvanometer zu erkennen.

Wurde z. B. der Drath um den einen Pol des Magnetstabes geschlungen, so ergab sich beim Anlegen von weichem Eisen eine Aenderung des Magnetismus; ebenso wenn man an ihn einen ungleichnamigen Pol eines Magnetstabes anlegt. Legt man den Drath in die Biegung eines Hufeisenmagnetes, und bringt an den einen Pol desselben ein Stück weiches Eisen oder einen freundschaftlichen Pol eines Magnetes, so erhält man einen Inductionsstrom, der die Verschiebung des Indifferenzpunktes von der Biegung des Hufeisens nach der Seite des angelegten Eisens oder Poles angiebt, und dieselbe Richtung hat, wie wenn der berührte Pol des Magnets vorwärts geschoben würde.

Der von Erman beim Anlegen eines Magnetpoles an das Ende eines in einer Spirale liegenden Messingstabes beobachtete inducirte Strom ist nicht auf gleiche Weise in der Spirale inducirt; auch konnte Faraday den Versuch mit Kupferstäben nicht erhalten.

328 Legt man einen Magnetstab NS nicht unmittelbar an das Ende eines Eisenstabes AB (Fig. 177) an, sondern bleibt zwischen beiden ein Zwischen-

[1]) P. Erman, Pogg. Ann. Bd. XXVII, S. 471. 1833;* ähnlich auch Magnus, Pogg. Ann. Bd. XXXVIII, S. 440. 1836.*

raum, so ist die Einwirkung des Magnets auf die ungleich weit von N abliegenden Theilchen von AB nicht so verschieden, wie bei unmittelbarer Berührung, und es überwiegt zugleich die gegenseitige Einwirkung der magnetischen Moleküle des Stabes AB auf einander, welche, wenn die magnetisirende Kraft alle Theilchen gleichmässig afficirte, ein Maximum des magnetischen Momentes in der Mitte des Stabes zur Folge haben würde. Dieses Maximum rückt bei der Einwirkung des Magnetes NS gegen den dem Magnetpol N zunächst liegenden Punkt des Eisenstabes vor, und von dem dem Maximum entsprechenden Punkte, welcher nach aussen keine magnetische Wirkung äussert, zeigt der Stab auf der dem Pol N zugekehrten Seite die entgegengesetzte, auf der ihm abgekehrten Seite die gleiche Polarität wie der Pol N. Je weiter der Magnetpol vom Eisenstab entfernt ist, desto mehr rückt der Punkt des Maximums nach der Mitte des Eisenstabes hin.

Fig. 178.



Diese Vertheilung des Magnetismus hat Poggendorff[1]) auch an einem hufeisenförmigen Anker A bemerkt, den er entweder direct auf die Pole N und S eines senkrecht stehenden hufeisenförmigen Elektromagnetes M aufsetzte, wo dann die Schenkel des Ankers die gleiche Polarität mit den sie tragenden Polen zeigten; oder nur annäherte, wo sie die entgegengesetzte Polarität wie die gegenüberliegenden Magnetpole erkennen liessen. Fig. 178 zeigt die in diesen Fällen statthabende Vertheilung der Polarität in beiden Fällen. In derselben bezeichnen n und s die mit der Nord- und Südpolarität behafteten Stellen des Ankers.

5. Anziehung der Eisenstäbe durch die Magnetisirungsspiralen.

Die Sätze, welche wir in Betreff des temporären magnetischen Mo- 329
mentes von Eisenstäben aufgestellt haben, welche durch galvanische Ströme magnetisirt werden, finden eine Bestätigung durch Versuche, bei denen man die Anziehung bestimmt, welche eine vom galvanischen Strom durchflossene Spirale auf Eisenstäbe ausübt, die in ihrer Axe aufgehängt sind. Solche Versuche sind namentlich von Hankel[2]) in folgender Weise angestellt worden:

An den einen Arm eines Wagebalkens wurden eine oder zwei Spiralen von $91,2^{mm}$ Länge, $55,8^{mm}$ innerem und $91,2^{mm}$ äusserem Durchmesser, welche aus zwei gleichen und parallelen übersponnenen Kupferdräthen gewickelt

[1]) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. LXXIV, S. 230. 1848.*
[2]) Hankel, Berichte der K. Sächs. Gesellschaft, 1850. S. 78.*

waren, so aufgehängt, dass ihre Axen senkrecht waren. Die Enden der Dräthe der Spiralen tauchten in Quecksilbernäpfe, vermittelst welcher der Strom einer Grove'schen Säule durch sie hindurch geleitet wurde. Die Intensität I dieses Stromes wurde durch eine Sinusboussole gemessen. Unter den Spiralen wurden verschieden lange und dicke Eisenstäbe senkrecht aufgestellt. Dieselben wurden durch die Einwirkung des Stromes in der über ihnen hängenden Spirale magnetisirt, und so die Spirale zu ihnen hingezogen. Die zum Einstellen der Wage erforderlichen Gewichte geben ein Maass für diese Anziehung.

Die Richtnng des Stromes in der Spirale wurde gewechselt, so dass die durch den Erdmagnetismus im Eisenstah erzeugte Magnetisirung in dem einen Fall die Anziehung der Spirale beförderte, im anderen verminderte. Die halbe Summe S beider Versuche ergab dann die in Folge der Magnetisirung durch den Strom bewirkte Anziehung allein, die halbe Differenz D die Wirkung der Spirale auf die im Stabe durch den Erdmagnetismus erzeugte Magnetisirung.

Der durch den Strom in der Spirale hervorgerufene Magnetismus M des Stabes wächst in demselben Verhältnisse wie die Intensität des ersteren, der durch die Wirkung der Erde in demselben erzeugte Magnetismus m ist aber von jener Intensität unabhängig. Da nun die Anziehung oder Abstossung der Stäbe dem Producte ihrer Magnetismen mit der Intensität der die Spirale durchfliessenden Ströme proportional ist, so muss der dem Magnetismus M entsprechende Werth der Anziehung S dem Quadrat der Stromintensität I, die durch den Magnetismus m erzeugte Anziehung oder Abstossung D der Stromintensität I direct proportional sein.

Dies zeigt u. A. folgende Tabelle, bei der die der Intensität $I = 1$ entsprechenden Werthe von S und D gleichfalls gleich 1 gesetzt worden sind:

I	1	0,540	0,081
$\sqrt{S}$	1	0,542	0,087
D	1	0,621	0,083.

Auch als unter den Eisenstah eine feste Spirale gestellt wurde, welche der an der Wage hängenden Spirale gleich war und in gleichem Sinne wie jene von demselben Strom durchflossen war, ergab sich die Anziehung, wie zu erwarten, dem Quadrat der Stromintensität proportional.

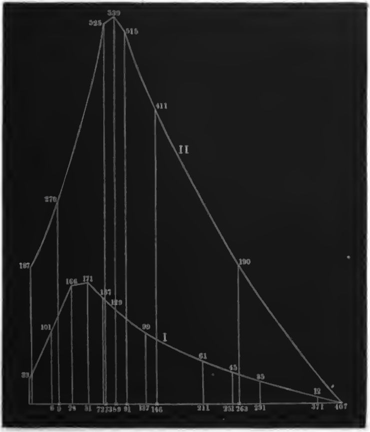
Wurde der Strom statt durch den einen der die Spirale bildenden Dräthe, durch beide hinter einander geleitet, so war die Anziehung unter sonst gleichen Verhältnissen viermal so stark, da sich sowohl die anziehende Kraft der Spirale wie der durch sie erzeugte Magnetismus des Stahes verdoppelt hatte.

1. Es ist also die Anziehung eines Eisenstabes durch eine vom Strom durchflossene Magnetisirungsspirale dem Quadrat der Intensität des Stromes und dem Quadrat der Windungs-

zahl der Spirale direct proportional, so lange der Magnetismus des Stabes sich noch nicht dem Maximum nähert. — Dieses Resultat ergaben auch analoge Versuche von Dub [1]).

Wurde die Spirale an der Wage in verschiedenen Höhen über einem Eisenstabe von 815^{mm} Länge und $29,7^{mm}$ Dicke aufgehängt, so war die Anziehung ein Maximum, als etwa der obere Rand der Spirale mit dem oberen Rand des Eisenstabes zusammenfiel, oder ein wenig über letzterem sich befand. Indess ist hierauf sowohl die Länge des Stabes wie die der Spirale von Einfluss.

Fig. 179.



Die beifolgende Figur 179 zeigt dies Verhalten bei jener Spirale (I) und einer zweiten (II) doppelt so langen. Als Abscissen sind die Abstände

[1]) Dub, Pogg. Ann. Bd. XC, S. 255. 1853.*

des oberen Endes des Eisenstabes von der Mitte der darüber hängenden Spirale verzeichnet, wobei dieselben für die zweite Spirale auf die Hälfte reducirt sind; als Ordinaten die Anziehungen derselben durch den Eisenkern.

Im Allgemeinen senkt sich der Eisenstab bei dem Maximum der Anziehung um so weiter in die Spirale ein, je länger er im Verhältnisse zu derselben ist. Wurde auch bei diesen Versuchen eine feste, der ersten gleiche Spirale ebenso weit unter dem Eisenstabe befestigt, wie die an der Wage hängende darüber sich befand, so war die Anziehung im Maximo, als die äusseren Ränder der Spiralen mit den Enden des Stabes in gleicher Höhe sich befanden; wurden die Spiralen gegen die Mitte des Stabes geschoben, so nahm die Anziehung erst ab, und dann wieder bis zu einem Maximum zu.

330 Bei zwei Eisenstäben von gleicher Länge (815^{mm}) und verschiedenen Durchmessern ($29,7^{mm}$ und $14,8^{mm}$), unter denen noch eine feste Spirale aufgestellt war, ergaben sich die Anziehungen der an der Wage hängenden Spirale bei drei verschiedenen Stellungen A, B, C der Spiralen, bei denen sie immer weiter von einander entfernt wurden (die in Klammern befindlichen Zahlen geben das Verhältniss der betreffenden Werthe):

Durchmesser d	Anziehung			
	const. $\sqrt{d}$	A	B	C
29,7	(1)	199 (1)	149 (1)	154 (1)
14,8	(0,7)	133 (0,66)	107 (0,74)	114 (0,78)

Aehnliche Resultate ergaben andere Versuche.

2. Die Anziehung ist also nahezu proportional der Quadratwurzel aus dem Durchmesser der Stäbe, wie dies zuerst Dub aus Hankel's Versuchen berechnet hat.

Dub [1]) selbst hat gleichfalls Eisenstäbe von verschiedener Länge l und Dicke d senkrecht über der Mitte einer $1^{3}/_{4}''$ weiten und ebenso hohen Spirale von 192 Drathwindungen aufgehängt, dass die untere Fläche der ersteren mit dem unteren Rande der letzteren zusammenfiel. Beim Aequilibriren der Wage durch Gewichte G, nachdem Ströme durch die Spirale geleitet worden waren, deren Intensität I aus dem Ausschlage der Nadel der Tangentenboussole berechnet wurde, ergab sich:

[1]) Dub, Pogg. Ann. Bd. XC, S. 255. 1853 *

d	$l = 6''$ $I = 404$		$l = 6''$ $I = 624$		$l = 12''$ $I = 624$	
	g	$\frac{g}{\sqrt{d}}$	g	$\frac{g}{\sqrt{d}}$	g	$\frac{g}{\sqrt{d}}$
$^1/_2''$	3 Grm.	2,12	9	6,3	11,5	8,013
$^3/_4''$	4,4	2,54	11,9	6,8	14	8,092
$1^1/_2''$	5	2,5	13	6,5	16	8
$1''$	7	2,85	18	7,3	21,5	8,7

Auch hier bestätigt sich das oben ausgesprochene empirische Gesetz unter gewissen Beschränknngen.

Als Hankel an das eine Ende des Wagebalkens hufeisenförmige Eisenstäbe von etwa 800mm Länge und 28,4 oder 15,8mm Dicke hängte, und ihre beiden Schenkel in zwei gleiche, von demselben Strom durchflossene Drathspiralen einsenkte, fand er viel stärkere Anziehungen, als wenn beide Spiralen nur in gleicher Weise über die Enden eines geraden Stabes von denselben Dimensionen geschoben waren, und zwar war die Differenz in beiden Fällen um so grösser, je weiter die Spiralen von den Enden der Stäbe entfernt waren. Bei gleicher Stellung der Rollen für die beiden Hufeisen ergaben sich die Anziehungen g:

d	g	$\frac{g}{\sqrt{d}}$
28,4	206	12,2
15,8	141	11,2

also wiederum nahezu ein den Wurzeln der Durchmesser entsprechendes Verhältniss der Anziehungen.

Dass alle diese Resultate mit Ausnahme des ad 1 angeführten in Folge der ungleich starken magnetisirenden Einwirkung der Spiralen auf die Eisenstäbe u. s. w. nur eine specielle, innerhalb enger Grenzen gültige Bedeutung haben, folgt unmittelbar aus den an anderen Orten gemachten Bemerkungen.

Dub[1]) hat auch die Anziehnng geprüft, welche ein nach Art der 331
Guillemin-Romershausen'schen Elektromagnete geformtes Eisenstück

[1]) Dub, Pogg. Ann. Bd. XCIV, S. 573. 1855.*

durch eine Spirale erfährt. Aus einem $1/8''$ dicken Eisenblech wurde ein 4″ weiter und 6″ hoher Cylinder geformt, und derselbe an einem Ende durch einen Boden von dem gleichen Bleche geschlossen. In die Mitte des Bodens konnte ein 1″ dicker und 6″ langer Eisenstab eingeschraubt werden, welcher bei einzelnen Versuchen seiner ganzen Länge nach von einer Drathspirale umgeben war. In diese Glocke mit dem Kern wurde eine Spirale von 160 Windungen Kupferdrath von $1\,3/4''$ innerem und $3\,1/2''$ äusserem Durchmesser hineingezogen, die von demselben Strom durchflossen war wie die Spirale um den Eisenstab. Die Anziehung durch den Cylinder mit dem Stabe war etwa 3 mal so gross, als die durch den Cylinder allein. Ist das Blech des Cylinders zu schwach, so vermindert sich die Anziehung.

Ersetzt man den Apparat durch ein einfaches Hufeisen, auf dessen einen Schenkel, oder durch ein ⊓⊓ förmiges Stück Eisen, auf dessen mittleres Stück die Spirale hinaufgezogen wird, so ist die Anziehung zwar stärker wie bei einem einfachen Eisenkern, aber nicht so stark wie bei dem Glockenmagnet.

Mit der Stärke des Eisenstabes in der Glocke nimmt die Anziehung zu, ebenso je enger die Glocke die Spirale umgiebt. So ergab sich u. A. bei 3 Fuss langen Stäben mit einer ebenso langen Glocke und einer Spirale von 900 Windungen:

Durchmesser der Stäbe	Anziehung
4″	65 Pfd.
6″	98 „
8″	125 „

Ebenso war die Anziehung einer Spirale gegen verschiedene Stäbe mit und ohne Glocke:

	ohne Glocke Länge 6″	ohne Glocke Länge 12″	mit Glocke Länge 6″	mit Glocke Länge 12″
Eisenstab $3/4''$ dick	16 Grm.	20 Grm.	35 Grm.	40 Grm.
„ 1″ „	20 „	24 „	48 „	53 „
„ $1\,1/2''$ „	29 „	34 „	69 „	79 „
Hufeisen mit 1″ dicken, $2\,1/3''$ von einander abstehenden Schenkeln	33 „	50 „	— „	— „
Dreizackhufeisen . .	33 „	57 „	— „	— „

Die Anziehung ist also nahezu den Durchmessern der Stäbe proportional und wächst mit der Länge derselben.

Wurde der Eisenstab hierbei mit einer fest mit ihm verbundenen

Spirale umgeben, und der Strom hinter einander durch diese und die den Stab anziehende Spirale geleitet, so ergab sich keine Vermehrung der Anziehung.

In etwas anderer Weise hat Marianini Sohn [1]) diese Versuche gemacht, indem er einen Eisenstab in eine Spirale hineinziehen liess, die er mit einer Eisenhülle umgeben hatte. Die Anziehungen betrugen bei zwei verschiedenen Stromintensitäten:

ohne Hülle	10,8 Grm.,	mit Hülle	36,0 Grm.
„ „	114.5 „	„ „	253,1 „

Ein von längeren Eisencylindern abweichendes Verhalten zeigen dünne Eisenplatten, wie dies v. Feilitzsch [2]) zuerst gezeigt hat. 332

Hängte er eine dünne Eisenplatte von 62^{mm} Durchmesser und 16,6 Grm. Gewicht horizontal an dem einen Ende eines Wagebalkens auf, so dass sie in einer kurzen, 20^{mm} hohen, mit ihrer Axe vertical gestellten Spirale von 80^{mm} innerem und 110 bis 155^{mm} äusserem Durchmesser schwebte, so stellte sie sich nicht wie ein längerer Eisenstab in der Mitte derselben in eine stabile Gleichgewichtslage ein, sondern diese Gleichgewichtslage war labil, und die Platte hob sich über oder senkte sich unter die Spirale, bis sie etwa 12 bis 13^{mm} über oder unter ihrer Mitte eine stabile Gleichgewichtslage angenommen hatte.

War die Eisenplatte nicht genau centrirt, sondern besass sie noch eine seitliche Beweglichkeit, so lehnte sie sich an die innere Wand der Spirale an. Wurde der Platte in ihrer unteren Gleichgewichtslage eine gleiche Eisenplatte conaxial und parallel genähert, so wich sie von derselben zurück und ging durch die Spirale in die obere Gleichgewichtslage über. Es findet dann also hier scheinbar eine Abstossung der gleich magnetisirten Platten statt.

Die abstossende Wirkung der Eisenplatte war selbst bei Anwendung eines Stromes von zwei Grove'schen Elementen äusserst gering (kaum $^1/_{140}$ Loth) [3]).

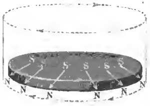
Der Grund dieses abnormen Verhaltens scheint mir der folgende zu sein:

Befindet sich die Eisenplatte in der Mitte der Spirale, so wird wegen der grossen Kürze derselben das Moment der mittleren Theile der Eisenplatte verhältnissmässig gering sein gegen das der Theile an ihrem Rande. In der Mitte der Spirale werden alle Moleküle der Platte so magnetisirt, dass ihre Axen der Axe der Spirale parallel sind. Die Platte wird in Folge dieser Polarität der Theilchen wie ein in der Axe befindlicher Magnet in der Mitte der Spirale verharren, und nur in Folge der seitlichen Anziehung der Spiralwindungen sich gegen ihre innere Fläche zu legen streben. Wird aber die Platte ein wenig nach dem einen Ende der Spirale

[1]) Marianini fils, Cosmos T. I, p. 213; Dingler's Journ. Bd. CXXV, S. 465. 1852. [2]) v. Feilitzsch, Pogg. Ann. Bd. XCII, S. 538. 1854.* Encyclop S. 141.* — [3]) Dub, Pogg. Ann. Bd. CV, S. 54. 1858;* Elektromagnet. S. 223.*

gerückt, so wirkt die elektromagnetische Scheidungskraft auf die in der Nähe des Randes der Platte gelegenen, also am stärksten magnetisirten Theile nicht mehr parallel der Axe der Spirale.

Fig. 180.



Die magnetischen Axen der Theile werden daher eine gegen die Axe der Spirale geneigte Stellung annehmen.

Indem die unmittelbar am Rande und nahe demselben befindlichen in dieser Weise magnetisirten Theile gegenseitig auf einander wirken, wird die Neigung ihrer Axen gegen die Axe der Spirale noch grösser werden, als durch den Einfluss der Spirale allein.

Die Polarität der Platte wird sich etwa wie in der Fig. 180 herstellen. In Folge der elektro-magnetischen Wirkung der Spirale auf die durch ihre Wechselwirkung stark geneigten Theile am Rande der Platte wird sich dieselbe gegen das Ende der Spirale hinbewegen, und dabei werden die Axen der magnetischen Theile an den Rändern der Platte immer mehr die radiale Richtung annehmen und die elektro-magnetische Wirkung wachsen, bis die Platte so weit vorgeschritten ist, dass die Wirkung der Spirale auf die in der Richtuug ihrer Axe schwach magnetisirten mittleren Theile und die Randtheile der Platte gerade gleich ist.

Nähert man der Platte von unten eine zweite, so wird sie durch die Spirale ebenso magnetisirt; die Platten haben an den Rändern gleiche Polarität, sie stossen sich ab, indem wiederum die Wirkung der schwach magnetisirten mittleren Theile derselben gegen die Wirkung ihrer Ränder zurücktritt; zugleich wird durch die Wechselwirkung der Platten auf einander die radiale Richtung der magnetischen Axen ihrer Randtheile in denselben ein wenig vermindert, und die bewegliche Platte wird nicht mehr mit der früheren Stärke von der Spirale abgestossen: sie bewegt sich durch diese doppelte Ursache in dieselbe hinein, und geht durch das Beharrungsvermögen in ihre zweite obere Gleichgewichtslage über.

Bei längeren Stäben kann dieses Verhalten nicht hervortreten, da die in der Richtung der Axe der Spirale auf einander folgenden Moleküle derselben, selbst wenn ihre Axen durch die magnetisirende Kraft allein nicht parallel der Spiralaxe gestellt werden, doch durch ihre gegenseitige Einwirkung sich mit ihren Axen der letzteren nahezu parallel stellen. Dann tritt die gewöhnliche Anziehung der Spirale gegen dieselben ein.

Nicht begründet möchte es aber erscheinen, wenn v. Feilitzsch aus diesen rein secundären Resultaten schliessen möchte, dass ein eisenmagnetischer Querschnitt vor einem Magnet oder einem anderen ihm gleichen Querschnitt zurückweichen muss, wenn beide einander die befreundeten Pole zukehren.

In der That hat Dub stets beobachtet, dass eine dünne Eisenplatte in allen Fällen durch einen 2″ dicken, 6″ langen Eisenkern angezogen

wird, wenn die Polfläche des letzteren der in der Spirale befindlichen Eisenplatte genähert wird, und zwar mit einer Kraft, die etwa 200mal so gross war, als die bei obigen Versuchen beobachtete Abstossung.

6. Anziehung und Tragkraft der nicht in sich geschlossenen Elektromagnete.

Wir haben jetzt die Anziehung der nicht in sich geschlossenen 333
Elektromagnete gegen Anker von weichem Eisen, sowie gegen andere Elektromagnete zu bestimmen.

Man pflegt diese Anziehung, wenn dieselbe sich bei unmittelbarer Berührung des Elektromagnets und Ankers herstellt, mit dem Namen der **Tragkraft**, wenn sie sich in gewissen Entfernungen äussert, direct mit dem Worte **Anziehung** zu bezeichnen.

Am einfachsten stellen sich die Gesetze dieser Erscheinungen bei geradlinigen cylindrischen Elektromagneten und Ankern dar.

Wir haben schon §. 262 erwähnt, dass wir aus dem magnetischen Moment der einzelnen Theile der Anker und Magnete an ihrer Berührungsstelle die Gesetze der Tragkraft und Anziehung ableiten könnten. Es müsste dann die Anziehung und Tragkraft unter den verschiedenen Bedingungen dem Quadrat der magnetischen Momente der Stäbe an ihrer Berührungsstelle proportional sein. Dieses Resultat bewährt sich indess nur bei der Beobachtung der **Anziehung** von Anker und Magnet, nicht bei der Messung der **Tragkraft** bei unmittelbarer Berührung, bei welcher sich grosse Abweichungen herausstellen. Der Grund derselben ist indess ein secundärer. Er ist darin zu suchen, dass der Anker vom Magnet nie mit der ganzen Berührungsfläche gleichzeitig abreisst, also auch die zum Abreissen erforderliche Kraft nicht der Summe der Producte der magnetischen Momente sämmtlicher einander gegenüberstehender Moleküle der Berührungsflächen proportional ist. Der Anker neigt sich stets nach einer Seite vor dem Abreissen. Dabei ändert sich die Vertheilung des Magnetismus in dem magnetischen System völlig. Je grösser die Neigung des Ankers gegen den Magnet vor dem Abreissen ist, desto mehr wird das magnetische Moment an der Berührungsstelle wachsen und daher die Tragkraft zunehmen, da sich hierbei immer mehr die richtende Wirkung der der Berührungsstelle benachbarten magnetischen Theile des Ankers und Magnetes auf die an dem Berührungspunkt selbst gelegenen Theile concentrirt. Zugleich wird aber schon bei viel geringerer Stromintensität ein Maximum der Magnetisirung eintreten, als beim Contact grösserer Flächen; daher nimmt die Tragkraft mit wachsender Stromintensität in einem verhältnissmässig langsamern Verhältniss zu. Verwendet man abgerundete oder zugespitzte Anker, z. B. Eisenkugeln, so ändert sich die Berührungsstelle beim Abreissen weniger; die Tragkraft folgt dann mehr den theoretisch abgeleiteten Gesetzen.

Man hat also durchaus nicht nöthig, um die Abweichungen der beobachteten Tragkräfte von diesen Gesetzen näher zu begründen, die v. Feilitzsch (§. 332) vermuthete Abstossung zweier Querschnitte eines magnetischen Systems anzunehmen, welche sich von der sonstigen Anziehung subtrahiren und bei Verminderung der Berührungspunkte vermindern. Diese Abstossung würde auch, um die Abweichungen zu erklären, sehr bedeutend sein müssen.

Wird zwischen Anker und Magnet ein Zwischenraum gelassen, beobachtet man also die Anziehung, so treten die bei Beobachtung der Tragkraft wirkenden störenden Umstände nicht auf, da hierbei eine Aenderung des Abstandes von Anker und Magnet durch kleine Neigung derselben beim Abreissen gegen ihren Abstand selbst verschwindet. Die Gesetze der Anziehung entsprechen also den §. 262 abgeleiteten Voraussetzungen.

334 Wir haben demnächst zu bestimmen:

a. Die Abhängigkeit der Tragkraft und Anziehung geradliniger Magnete und Anker von der magnetisirenden Kraft, also von der Intensität des magnetisirenden Stromes und der Anzahl und Lage der Windungen der Magnetisirungsspirale, sowie auch von der Entfernung von Anker und Magnet.

b. Die Abhängigkeit derselben Grössen von den Dimensionen des Ankers und Magnetes.

a. Einfluss der magnetisirenden Kraft sowie der Entfernung auf die Tragkraft und Anziehung.

Die ersten sicheren Versuche über diesen Punkt sind von Lenz und Jacobi angestellt, bei denen freilich zunächst nur die Anziehung von Anker und Magnet bei einer Entfernung von $^1/_{10}$ Zoll beobachtet wurde.

Lenz und Jacobi [1]) stellten einen geraden Eisenstab senkrecht auf, umgaben ihn mit einer Spirale, legten auf seine obere Endfläche eine Holzscheibe von etwa $^1/_{10}''$ Dicke, und stellten auf diese als Anker einen Eisencylinder. Der Anker wurde an dem einen Arm eines Waghalkens befestigt, und durch Gewichte G, welche auf die am anderen Ende des Balkens hängende Schale gelegt wurden, abgerissen.

Bei anderen Versuchen waren sowohl Anker als Magnet mit Magnetisirungsspiralen umgeben, welche beide in gleicher Richtung vom Strom durchflossen waren. Die Intensität der Ströme wurde an einer Nervander'schen Tangentenboussole gemessen.

Bei Anwendung von Strömen von verschiedener Intensität I ergaben sich die zum Abreissen erforderlichen Gewichte G unter Anderen (als Einheit der Gewichte ist $\frac{1}{9600}$ russisches Pfund angenommen):

[1]) Lenz und Jacobi, Pogg. Ann. Bd. XLVII, S. 401. 1839.*

Magnet nnd Anker $5\frac{1}{2}''$ lang, $\frac{1}{2}''$ dick.

a. Nur der Magnet mit der Magnetisirungsspirale umgeben:

I.	G.	$\frac{G}{I^2}$.
1455	4297	0,185
1055	2132	0,191
771	1132	0,191
549	565	0,187
284	146	0,181

b. Anker und Magnet mit gleichen Magnetisirungsspiralen nmgeben:

I.	G.	$\frac{G}{I^2}$.
1203	12156	0,840
961	7830	0,847
651	3508	0,828
488	1916	0,803
252	481	0,755.

Ans diesen Versuchen folgt:

die Anziehnng eines Ankers und Elektromagnetes, oder zweier Elektromagnete, welche durch Ströme von gleicher Intensität magnetisirt werden, ist dem Qnadrat der Intensität dieser Ströme proportional, so lange sich das in ihnen erregte Moment noch nicht einem Maximum nähert. Die in letzterer Beziehung von Joule angestellten Versuche vergl. §. 268.

Würden zwei an einander gelegte Eisenstäbe, welche beide durch herumgeleitete Ströme magnetisirt werden, nicht selbst magnetisirend auf einander einwirken, so würde ihre Anziehung gegen einander dem Prodnct der in jedem von ihnen für sich erregten Momente an der Berührungsstelle, d. i. dem Product der magnetisirenden Kräfte proportional sein. Deu ist indess nicht so, wie Dub mit Recht hervorhebt, da man stets die aneinander gelegten Stäbe als ein einziges fest verbundenes System betrachten kann, dessen Theile alle durch die wirkenden Kräfte gerichtet werden und auch gegenseitig einander richten. Sind daher die, beide Magnete magnetisirenden Ströme nicht gleich stark, so ist die Tragkraft T und die Anziehung A dem Quadrat der Snmme oder des mittleren Werthes der beiden Ströme proportional. 335

So fand Dub[1]), als cr zwei $12''$ und $6''$ lange und $1''$ dicke Stäbe an einander legte, welche durch Ströme von den (an der Tangentenboussole gemessenen) Intensitäten I und I_I magnetisirt waren, folgende Resultate:

I	I_I	$I_+ I_I$	T.	$\frac{T}{(I+I_I)^2}$.	A.	$\frac{A}{(I+I_I)^2}$
0,0875	0,2125	0,3	2 Pfd.	22	0,7 Pfd.	7,7
0,1406	0,2309	0,3715	2,9	21,2	1	7,3
0,1989	0,3057	0,5046	5,4	21,2	1,9	7,4
0,268	0,3346	0,6026	7,6	20,9	2,9	7,9.

Diese Gesetze gelten indess nur so lange, als der Magnetismus des Magnetes und Ankers, oder der beiden an einander gelegten Elektromagnete sich noch nicht dem Maximum nähert. Es wird also namentlich bei

[1]) Dub, Elektromagnet. S. 123.*

dünneren Ankern bei etwas stärkeren Strömen bald eine Abweichung der Versuche von denselben sich zeigen.

So fand Dub[1]) bei dünneren Ankern, die von einem Elektromagnet angezogen wurden, das Verhältniss der Anziehungen G und $G_{\prime}$ bei den Stromintensitäten I und $I_{\prime}$:

Länge des Ankers.	Dicke des Ankers.	$I^2 : I_{\prime}^2$.	$G : G_{\prime}$
4″	1″	36 : 100	4,83 : 11,04
4″	3/8″	36 : 100	37 : 64
9″	3/8″	36 : 100	65 : 100.

Die Anziehung nähert sich also einem Maximum, welches um so eher eintritt, je stärker die Stromintensität und je dünner der Anker ist.

336 Mit wachsender Entfernung des Ankers und Magnetes von einander nimmt die Anziehung sehr schnell ab. — Um diesen Punkt näher zu studiren, hat Dub[2]) folgenden Apparat construirt. Senkrechte Stäbe von möglichst weichem, feinem, ausgeglühtem und langsam erkaltetem Eisen wurden mit Drathspiralen umgeben, welche auf aufgeschlitzte Messinghülsen aufgewickelt waren, sodann senkrecht auf einem Brett aufgestellt, und auf sie cylindrische Anker von verschiedener Länge (1 — 24″) und Dicke (2″ — 1/16″) aufgesetzt. Die Anker waren an den Enden sorgfältig abgeschliffen. — Seitlich waren auf dem Brett zwei verticale Holzleisten aufgestellt, durch die in verschiedener Höhe ein viereckiger Messingbolzen geschoben werden konnte. Ein Hebel, dessen Unterstützungspunkt ein auf dem Bolzen ruhendes Stahlprisma bildete, dessen Arme respective 4″ und 2′ lang waren, trug an seinem kürzeren Ende einen durch eine Schraube hoch und nieder zu stellenden Haken, in den ein in den Anker geschraubter Ring eingehängt werden konnte. Der Hebel konnte auf diese Weise in die horizontale Lage gebracht werden. Durch Auflegen von Gewichten auf eine am Ende des längeren Arms des Hebels befindliche Wagschale und Verstellen eines an den kürzeren Arm desselben angebrachten Gegengewichtes wurde vor dem Versuch der Anker genau tarirt. Nach dem Magnetisiren des Magnetes wurde sodann durch ein auf dem längeren Hebelarm verstellbares Laufgewicht der Anker vom Magnet abgerissen.

Zur Bestimmung der Anziehung des Magnetes in die Entfernung wurde an den oberen Rand des in der Magnetisirungsspirale befindlichen Magnetes eine Messinghülse, Fig. 181, vermittelst der Schrauben *h* angeschraubt, auf die eine in der Mitte durchbohrte Spiegelglasplatte gekittet war. An den Anker *A* wurde eine Messinghülse *a* angeschraubt, welche die Stellschrauben *ccc* trug, die sich auf die Glasplatte aufsetzten. Durch Verstellen derselben konnte die untere Fläche des Ankers in beliebige Entfernungen von der oberen Fläche des Magnetes gebracht werden.

[1]) Dub, Pogg. Ann. Bd. LXXIV, S. 478. 1848.* — [2]) Dub l. c. und Pogg. Ann. Bd. LXXX, S. 498. 1850.*

Fig. 181.



Getheilte Leisten *d*, die auf der Hülse *a* aufsassen, gestatteten die Einstellung der Schrauben *c* zu bestimmen.

Dub[1]) magnetisirte z. B. einen 12″ langen, 1″ dicken Magnetstab durch Ströme, welche an der Tangentenboussole 20° und 35° Ablenkung gaben, deren Intensitäten also im Verhältniss von 36 : 70 standen, und riss von ihnen vier 6 Zoll lange Anker von 1″, $^3/_4$″, $^1/_2$″, $^3/_8$″ Durchmesser ab. Er fand die Anziehung in Pfunden: 337

Abstand der Polflächen.	Dicke des Ankers							
	1″		$^3/_4$″		$^1/_2$″		$^3/_8$″	
	$I=36$	$I=70$	$I=36$	$I=70$	$I=36$	$I=70$	$I=36$	$I=70$
$^1/_{150}$″	1,1	4,6	1,25	4,6	1,4	6,4	1,6	6,2
$^1/_{90}$	0,9	3,5	0,9	3,1	0,92	3,8	0,95	3,4
$^1/_{60}$	0,71	2,9	0,77	2,6	0,65	2,85	0,65	2,4
$^1/_{45}$	0,6	2,6	0,65	2,15	0,48	2	0,45	1,7
$^2/_{45}$	0,38	1,65	0,36	1,3	0,23	0,95	0,194	0,78
$^1/_{15}$	0,27	1,05	0,23	0,92	0,15	0,65	0,11	0,5
$^4/_{45}$	0,19	—	0,16	—	0,11	—	0,08	—
$^1/_9$	0,15	0,6	0,12	0,52	0,084	0,46	0,062	0,28
$^2/_{15}$	0,11	—	0,10	—	0,07	—	0,05	—
$^7/_{45}$	0,095	—	00,8	—	0,062	—	0,044	—
$^8/_{45}$	0,08	—	00,6	—	0,05	—	0,032	—
$^1/_5$	0,07	0,27	0,055	0,26	0,04	0,174	—	0,136
$^1/_3$	—	0,13	—	0,125	—	0,085	—	0,073

1) Dub l. c.

Nach diesen und anderen Resultaten ist die Anziehung dünnerer Anker in grosser Nähe grösser als die dickerer Anker; bei wachsender Entfernung nimmt die erstere aber zugleich schneller ab als die der dickeren Anker, so dass sich dabei das Gesetz der Anziehungen umkehren kann.

Tyndall[1]) hat scheinbar ein anderes einfacheres Gesetz bei dem Abreissen von Eisenkugeln vom Magnet vermittelst einer Wage gefunden. Es wurden bei diesen Versuchen eine bestimmte Anzahl (n) Papierblätter von je $^1/_{1000}$ Zoll Dicke zwischen den Elektromagnet und die Kugel gelegt, und jedesmal die Gewichte (g) auf der Wagschale so lange geändert, bis die Kugel genau bei derselben Stromintensität i abriss. So fand sich

n	2	5	10	15	20	25	30
g	150	75	40	27	$20^1/_4$	$16^1/_4$	$13^1/_2$
gn	300	375	400	405	405	406	405.

Hiernach sollte die anziehende Kraft proportional mit der Entfernung der Kugel vom Magnet abnehmen, wenn dieselbe mehr als $^1/_{125}''$ betrug. Die Verschiedenheit dieses Resultates von den Beobachtungen von Dub mag wohl in den engeren Grenzen liegen, in denen diese Versuche angestellt waren, bei denen sich die Abweichung von der Proportionalität noch nicht deutlich zeigte.

Als Tyndall bei anderen Versuchen nach dem Zwischenlegen verschiedener (n) Papierblätter von $^1/_{1000}$ Zoll Dicke zwischen den Magnetstab und die Kugel stets dasselbe Gewicht g auf die Wage legte, und nun die Intensität i änderte, bis die Kugel abriss, fand er u. A.

n	11	13	15	17	19	21	23
i	440	472	513	545	573	601	635
$\frac{i}{\sqrt{n}}=$	132	131	132	132	131	133	132.

Es sollte also, um die Kugel bei verschiedenen Entfernungen mit gleicher Kraft festzuhalten, der Magnetismus des Magnetes der Quadratwurzel der Entfernung proportional zunehmen.

Aus den beiden Sätzen von Tyndall würde folgen, dass die Anziehung in der Entfernung dem Quadrate der magnetisirenden Kraft proportional zunimmt, wie dies auch die oben mitgetheilten Versuche ergaben.

Bei unmittelbarer Berührung zwischen Kugel und Elektromagnet fand Tyndall dagegen die Tragkraft T der Intensität des magnetisirenden Stromes, oder da das Maximum der Magnetisirung noch fern lag, dem Moment des Magnetes direct proportional.

Als Tyndall z. B. die Wagschale mit 300 bis 420 Grm. belastete und nun die Stromintensität I änderte, bis die an der anderen Seite des

[1]) Tyndall, Pogg. Ann. Bd. LXXXIII, S. 1. 1851.*

Wagbalkens hängende Kugel vom Magnet abriss, fand er die jenen Gewichten gleiche Tragkraft T:

T	300	320	340	360	380	400	420
I	8,5	9,12	9,62	10,25	10,75	11,25	11,62
$\frac{I}{T}$	35,3	35,3	35,3	35,1	35,3	35,5	35,8.

Dub hat indess mit Recht darauf aufmerksam gemacht, dass diese Gesetze von Tyndall nicht allgemeinere Gültigkeit haben können; denn wenn bei der Berührung die Anziehung der magnetisirenden Kraft direct, bei einiger Entfernung dem Quadrate derselben proportional ist, so müsste bei wachsender Magnetisirung endlich die Anziehung in der Entfernung grösser sein als bei der Berührung.

In einiger Entfernung von den Magnetpolen ist nach den Versuchen von Dub[1]) die Anziehung zweier Kugeln von $^3/_1$″ und $1^1/_2$″ Zoll Durchmesser in der That dem Quadrat der Intensität i des magnetisirenden Stromes proportional. Bei der Berührung indess findet Dub, dass die Tragkraft zuerst langsam wächst und dann schneller, so dass sie immer mehr dem Quadrat der magnetisirenden Kraft proportional ist, und so immer mehr die Gesetze der Anziehung in der Entfernung und bei der Berührung sich einander annähern.

Es ist in dieser Weise z. B. bei der Intensität I des magnetisirenden Stromes die Anziehung zweier Kugeln von $1^1/_2$ und $^3/_4$″ Durchmesser durch einen 12″ langen, 1″ dicken Elektromagnetstab bei Berührung (T) und in der Entfernung einer Papierdicke (A):

I	Kugel $1^1/_2$″				Kugel $^3/_4$″			
	T	$\frac{T}{I^2}$	A	$\frac{A}{I^2}$	T	$\frac{T}{I^2}$	A	$\frac{A}{I^2}$
1	0,3 Pfd.	0,3	0,04	0,04	0,09	0,09	—	—
3	1,25	0,14	0,36	0,04	0,45	0,05	0,098	0,011
6	2,8	0,078	1,5	0,042	0,95	0,026	0,4	0,011
9	5,2	0,064	3,6	0,044	1,85	0,023	1	0,012
12	7,4	0,051	6	0,042	2,6	0,018	1,8	0,012

Dasselbe Resultat erhielt auch Dub bei anderen Ankern, welche auf Magnetstäbe aufgesetzt waren. So war z. B. die Anziehung eines $^1/_2$″ dicken, 4″ langen, cylindrischen Ankers durch obigen Magnetstab:

[1]) Dub, Pogg. Ann. Bd. LXXXV, S. 239. 1852.*

I	Bei Berührung. A	$\frac{A}{I^2}$	Im Abstand einer Papierdicke. A	$\frac{A}{I^2}$
2	0,75 Pfd.	0,187	0,3 Pfd.	0,075
5	4,2	0,168	2	0,080
8	8,6	0,134	5	0,078
12	16	0,111	12	0,083

338 Steigert man die magnetisirende Kraft statt durch Vermehruug der Stromintensität, durch Vermehrung der Anzahl der Windungen der Magnetisirungsspirale, so werden sich selbstverständlich, abgesehen von den durch die verschiedene Lage der Windungen bedingten Abweichungen, dieselben Gesetze ergeben müssen. So fand u. A. Dub[1]), als er einen 12″ langen, 1″ dicken Magnetstab durch eine oder beide Windungsreihen einer aus zwei parallelen Dräthen gewickelten Spirale magnetisirte, und von demselben einen 6″ langen, $^3/_4$″ dicken Anker abriss, bei verschiedenen Intensitäten I des benutzten Stromes folgende Anziehungen:

Abstand des Ankers vom Magnet.	$I = 344$ 152 Wind.	304 Wind.	$I = 577$ 152 Wind.	304 Wind.
0	0,44 Pfd.	1,5 Pfd.	1,15 Pfd.	3,8 Pfd.
$^1/_{180}$″	0,1	0,4	0,25	1
$^1/_{90}$	0,06	0,25	0,17	0,7
$^1/_{60}$	0,04	0,18	0,12	0,5
$^1/_{45}$	—	—	0,09	0,39
$^2/_{45}$	—	—	0,044	0,16

Wird sowohl die Intensität I des Stromes als die Zahl der Windungen W geändert, so entspricht die Anziehung dem Quadrat des Productes IW, also dem Quadrat der magnetisirenden Kraft. So fand Dub die Anziehung eines 12″ langen und $1^3/_4$″ dicken Eisenstabes gegen eine Eisenkugel von $1^1/_2$″ Durchmesser:

I	W	Anziehung.
1944	130	0,033 Pfd.
„	260	0,14
3839	130	0,138
„	260	0,58

Es ist also die Anziehung zwischen Magnet und Anker bei einer gewissen Entfernung derselben von einander dem Quadrat der magnetisirenden Kräfte proportional.

[1]) Dub, Pogg. Ann. Bd. LXXX, S. 517. 1850; Elektromagnetismus S. 158.

Da das magnetische Moment der Theile eines Eisenstabes gerade 339
an der Stelle, wo die magnetisirende Kraft wirkt, am grössten ist, so ist auch die Tragkraft und Anziehung desselben gegen einen Anker am bedeutendsten, wenn die Spiralwindungen der Magnetisirungsspirale möglichst dicht an der Berührungsstelle angehäuft sind.

Vermehrt man die Zahl der Windungen, indem man nicht nur das dem Anker zunächst liegende Ende des Eisenstabes, sondern auch seine anderen Theile mit Drath umwickelt, so wird das Moment der Theilchen an der Berührungsstelle nicht mehr proportional der Zahl der Windungen, sondern in schwächerem Verhältniss zunehmen; die Anziehung ist dann nicht mehr proportional dem Quadrat der Windungszahl.

So erhielt z. B. Dub[1]), als er einen 12″ langen, $^3/_4$″ dicken Stab durch 1 bis 6 Spiralen, von je 56 Windungen und $1^3/_4$″ Länge magnetisirte, deren erste an der Berührungsstelle mit dem Anker sich befand, bei Anwendung gleicher starker Ströme folgende Anziehungen A. Der Abstand zwischen Anker und Magnet betrug $^1/_{180}$″.

Zahl n der Spiralen	A	$\frac{\sqrt{A}}{n}$
1	10	3,162
2	32	2,828
3	67	2,728
4	100	2,5
6	130	1,9

Die Einheit der Werthe A ist ein hundertel Pfund. Die Werthe $\frac{\sqrt{A}}{n}$, welche annähernd den Momenten der Theilchen des Stabes an der Berührungsstelle mit dem Anker für gleiche magnetisirende Kräfte entsprechen, nehmen also hier mit der Zahl der Magnetisirungsspiralen ab.

Dasselbe Resultat ergiebt sich auch durch andere Versuche von Dub[2]), bei denen in ähnlicher Weise verfahren wurde, wie bei den beschriebenen, nur dass durch Verminderung der Stromintensität das Product derselben mit der Zahl der Spiralwindungen, d. h. die magnetisirende Kraft constant erhalten wurde. Dabei fand dann eine Abnahme der Tragkraft und Anziehung statt, je weiter sich die Magnetisirungsspirale von der Berührungsstelle des Ankers und Magnetes aus über letzteren verbreitete.

Allgemeinere Gesetze lassen sich über dieses Verhalten nicht aufstellen, da die Bedingungen der Versuche zu complicirt sind.

---

[1]) Dub, Elektromagnet. S. 163.* — [2]) Dub, Pogg. Ann. Bd. LXXXI, S. 48. 1850.*

b. Einfluss der Dimensionen der Anker und Magnete auf ihre Tragkraft und Anziehung.

340 Die Gesetze der Anziehung von Anker und Magnet lassen sich aus den Gesetzen über die Vertheilung des magnetischen Momentes in geraden Stäben ableiten, wenn Anker und Magnet gleich dick sind und mit ihrem ganzen Querschnitt sich berühren.

Denkt man sich einen Eisenstab seiner ganzen Länge nach mit einer Magnetisirungsspirale bedeckt und an irgend einer Stelle zerschnitten, so wird eine Kraft erforderlich sein, um die beiden Theile des Stabes von einander zu reissen, die dem Quadrat des magnetischen Momentes der einzelnen Stellen desselben an der Berührungsstelle proportional ist. Ist die Vertheilung durch die Formel der Kettenlinie gegeben, so wird das Quadrat der Ordinate derselben an jeder Stelle dieser Anziehungskraft entsprechen. — Man kann daher aus den §. 301 u. folgde. abgeleiteten Sätzen über die Vertheilung des magnetischen Momentes auch diese Anziehungskraft für jedes System zweier gleich dicker, mit ihren ganzen Endflächen an einander gelegter Stäbe berechnen. Bei der experimentellen Untersuchung der Tragkraft werden indess die §. 262 angeführten Fehlerquellen verhindern, dass die Resultate genau den Voraussetzungen entsprechen; bei Bestimmung der Anziehung in einiger Entfernung, z. B. bei Zwischenlegung eines Papierblattes sind die Momente der Theilchen der beiden Stäbe an den gegenüberliegenden Stellen etwas kleiner, als wenn sie unmittelbar auf einander liegen, da die gegenseitige Einwirkung der Theilchen geringer wird.

341 Während somit die Tragkraft für Systeme gerader Stäbe, die an allen Theilen gleichen magnetisirenden Kräften ausgesetzt sind, theoretisch bestimmt werden kann, hat Dub auch aus den §§. 293 und 307 mitgetheilten empirischen und praktischen Sätzen, welche er an die Stelle der weniger elementaren theoretisch abgeleiteten Sätze setzt, eine Reihe von eben solchen Sätzen für die Tragkraft und Anziehung der geraden Stäbe entwickelt und durch Versuche zu bestätigen versucht. Er findet im Wesentlichen folgende Sätze:

1. Die Tragkraft und Anziehung zwischen zwei Stäben ist dieselbe, mag die Magnetisirungsspirale nur über einen oder beide Stäbe ihrer ganzen Länge nach ausgebreitet sein. — Dieser Satz, der nur innerhalb gewisser Grenzen annähernd richtig sein kann, wurde an drei Systemen von ungleichen, 6, 9 und 12″ langen Stäben geprüft. Die Tragkräfte und Anziehungen nach Zwischenlegung eines Papierblattes ergaben sich in beiden Fällen als gleich, nämlich:

Länge der beiden Stäbe	Bei gleicher magnetisirender Kraft			
	Beide Stäbe mit Spiralen umgeben		Nur der eine Eisenstab mit einer Spirale umgeben	
	Tragkraft	Anziehung	Tragkraft	Anziehung
6″	4,2 Pfd.	1,2 Pfd.	4,2 Pfd.	1,25 Pfd.
9″	6	1,8	6	1,8
12″	8	2,5	8,2	2,55
18″	—	—	11,6	3,7
24″	—	—	15,5	5,6

2. Die Tragkraft und Anziehung zweier Stäbe ist bei gleicher magnetisirender Kraft der Länge des kürzeren von ihnen proportional, welche Länge auch das System hat, wenn nur der eine der beiden oder beide Stäbe ganz mit der Magnetisirungsspirale bedeckt sind. So ergab sich z. B.

Länge des Magnetes	Länge des Ankers	Tragkraft	Anziehung
12″	12″	7,8 Pfd.	2,55 Pfd.
15	9	5,4	2
18	6	4,1	1,2
21	3	2	0,64
23	1	0,75	0,2
18	18	11,6	3,7
24	12	8,2	2,6
30	6	4,3	1,3
33	3	2	0,65
35	1	0,6	0,2
24	24	16	5,6
30	18	10,9	4,2
36	12	8	2,5
42	6	4	1,2

[1]) Dub, Pogg. Ann. Bd. CII, S. 213 u. 217. 1857;* Elektromagn. S. 282.*

Es ist hierbei gleichgültig, welcher der beiden Stäbe als Magnet benutzt wird, nur wenn der kürzere Theil als Magnet dient, nimmt die Anziehung mit der Verkürzung desselben etwas weniger schnell ab.

Nach diesem Satz ist die Tragkraft und Anziehung verschieden langer Magnetstäbe gegen denselben Anker constant, wenn letzterer kürzer ist als erstere. Dies zeigte sich auch, als Dub (l. c.) eine Eisenkugel von 1″ Durchmesser durch Magnetstäbe von 6 bis 24″ Länge und 1″ Durchmesser anziehen liess. Die Tragkraft schwankte nur zwischen 1,9 bis 1,8 Pfund, die Anziehung zwischen 0,95 bis 0,8 Pfund.

3. Es folgt ferner aus den Zahlenwerthen, dass die Anziehung und Tragkraft gleich langer Systeme im Maximo ist, wenn Anker und Magnet gleich lang sind.

4. Die Tragkraft und Anziehung verschieden langer Systeme, welche alle in gleichem Verhältniss getheilt sind, ist unter sonst gleichen Umständen ihrer Länge proportional. Die Beweise dieses Satzes sind in den schon aufgeführten Tabellen enthalten.

5. Bei der Bestimmung der Anziehung von Eisenkugeln durch Elektromagnetstäbe von demselben Durchmesser wie die Kugeln ergab sich die Tragkraft sowohl bei der unmittelbaren Berührung (wenigstens wenn die Magnetisirungsspirale die Magnetstäbe eng umschloss), als auch die Anziehung in grössere Entfernungen direct proportional dem Durchmesser der Stäbe, oder da das Moment derselben nach §. 293 der Wurzel des Durchmessers entspricht, proportional dem Quadrat ihres Magnetismus [1]). So ergab sich z. B. bei 12″ langen Magnetstäben, die auf ihrer ganzen Länge mit 312 Drathwindungen bedeckt waren:

Dicke des Magnets	$^{3}/_{4}$″	1″	$1^{1}/_{2}$″	2″
Tragkraft	1,48 Pfd.	2,2	2,98	4,2
Anziehung bei Zwischenschaltung eines Papiers	0,3 Pfd.	0,48	0,67	0,97

Ein ähnliches Resultat hat schon früher Botto [2]) erhalten. Er umgab drei Eisencylinder, deren Dimensionen im Verhältniss von 1 : 2 : 3 standen, mit Spiralen von gleichviel Drathwindungen und von Durchmessern, die sich gleichfalls wie 1 : 2 : 3 verhielten. Auf die Cylinder wurden halb so lange Cylinder von gleichem Durchmesser gesetzt und nach Magnetisirung der ersteren durch Ströme von gleicher Intensität durch eine Wage abgerissen. Die Tragkräfte verhielten sich wie die Durchmesser der Cylinder. — Waren die Zahlen der Windungen der Spiralen proportional den einander entsprechenden Dimensionen der Cylinder, so verhielten sich die Tragkräfte proportional dem Quadrat der letzteren.

Auch diese Sätze, welche Dub aus seinen vielen genauen und werth-

---

[1]) Dub, Pogg. Ann. Bd. XC, S. 261. 1853;* Elektromagn. S. 228.* — [2]) Botto, Raccolta I, p. 481; Jahresber. 1847, S. 473.*

vollen Beobachtungen abgeleitet hat, haben wie die §. 307 erwähnten nur innerhalb gewisser Grenzen eine praktische und empirische Bedeutung. Sie dürfen aber nicht als der wirkliche theoretisch begründete Ausdruck der Erscheinungen betrachtet werden.

Die Tragkraft hohler und massiver Elektromagnete ist bei gleichen äusseren Dimensionen wesentlich verschieden, je nachdem die Intensität der sie erregenden Ströme sich ändert. Bei schwächeren Strömen würden beide Arten von Elektromagneten wohl nahezu gleiche Tragkräfte zeigen müssen; bei stärkeren werden aber die hohlen Magnete mit dickeren Wänden und massiven Magnete eine grössere Tragkraft zeigen, da in ihnen das Maximum der Magnetisirung nicht sobald erreicht ist, als in den hohlen Magneten mit dünneren Wänden, und auch die inneren Theile stärker durch die Einwirkung des magnetisirenden Stromes erregt werden. Dieses Ueberwiegen der Tragkraft der massiven Magnete hat auch Pfaff[1]) nachgewiesen. Er fand, dass bei gleicher Umwindung mit Drath und gleicher Intensität des durch denselben geleiteten Stromes die Tragkräfte gleich weiter Eisenröhren, deren Wände $^{17}/_{18}'''$ und $4^1/_2'''$ dick waren, deren Gewichte 57 und 249 Loth betrugen, sich wie 1 : 15, die eines hohlen Rohres und massiven Eisenstabes, die (mit der Kupferdrathumwicklung) 24 und $46^1/_2$ Unzen wogen, sich wie 1 : 2 verhielten. 342

Ausser diesen Sätzen, welche zwar nur als unmittelbarer Ausdruck der Beobachtungsresultate gelten können, aber doch durch ihre Einfachheit einen grossen praktischen Werth besitzen, hat Dub[2]) noch eine Reihe anderer Beziehungen aufgefunden, von denen wir die hauptsächlichsten aufführen. Dieselben haben namentlich Bezug auf den Einfluss der Berührungsfläche auf die Tragkraft und Anziehung. Wir erwähnen dabei nur beispielsweise einzelne der numerischen Resultate, da dieselben doch nur ein specielles Interesse haben. 343

1. Die Tragkraft zwischen cylindrischen, an ihren Enden gerade abgeschnittenen Magneten und Ankern nimmt bis zu einem gewissen Punkte mit Verkleinerung ihrer Berührungsfläche zu. Diese Zunahme ist namentlich beim Anlegen von Ankern an hufeisenförmige Elektromagnete schon früher beobachtet worden. So haben dal Negro[3]) und Pfaff[4]) dieselbe bemerkt, als sie die an die Magnetpole anliegende Fläche der Anker abrundeten (vgl. auch §. 364). — Die Anziehung von einer gewissen Entfernung an nimmt aber mit Verkleinerung der Berührungsfläche ab, und zwar in geringerem Maasse als die Durchmesser der Anker abnehmen.

---

1) Pfaff, Pogg. Ann. Bd. L, S. 636. 1840;* Bd. LIII, S. 309. 1841.* — 2) Dub, Pogg. Ann. Bd. LXXX, S. 494; Bd. LXXXI, S. 46. 1850;* Elektromagn. S. 339.* — 3) Dal Negro, Pogg. Ann. Bd. XXIX, S. 490. 1833.* — 4) Pfaff, Pogg. Ann. Bd. LII, S. 303. 1841.

a Magnet 12″ lang, 1″ dick. *b* Magnet 12″ lang, 1/2″ dick. Stromintensität 20 [1]).

Abstand von der Polfläche.	Durchmesser der 6″ langen cylindrischen Anker.							
	1″		3/4″		1/2″		3/8″	
	a	*b*	*a*	*b*	*a*	*b*	*a*	*b*
0	9 Pfd.	5,4 Pfd.	10,5 Pfd.	4,9 Pfd.	16,2 Pfd.	4,4 Pfd.	15 Pfd.	4,7 Pfd.
1/180	4,6	1,6	4,6	1,4	6,4	1,3	6,2	1,3
1/90	3,5	0,96	3,1	0,7	3,8	0,9	3,4	0,75
1/60	2,9	0,67	2,6	0,6	2,85	0,67	2,4	0,51
1/45	2,6	0,54	2,15	0,44	2	0,48	1,7	0,4
1/9	0,6	—	0,5	0,08	0,46	0,72	0,28	0,062
1/8	0,13	0,088	0,125	—	0,085	—	0,073	—

2. Bei verschiedener Stromintensität zeigt sich das Maximum der Tragkraft bei um so grösserem Durchmesser des Ankers, je länger derselbe ist und je grösser die Stromintensität *I* ist [1]).

I	Magnet 12″ lang, 1″ dick. Anker 6″ lang. Durchmesser der cylindrischen Anker				
	12/16″	8/16″	6/16″	3/16″	2/16″
36	3,9	4,76	5,1	2,7	2,17
46,6	5,53	7,14	7,3	3,4	2,2
60,1	8,08	10,36	10	3,82	2,4
70	10,29	12,54	11,88	4,1	2,86
81	12,86	16,20	14,9	3,86	2,85
101	16,2	20	17,25	3,76	2,78

[1]) Dub, Elektromagn. S. 345.

I	Magnet 12″ lang, 1″ dick. Anker 12″ lang. Durchmesser der Anker					
	12/16″	10/16″	8/16″	6/16″	3/16″	2/16″
36	4,69 Pfd.	5,8	6,82	7,24	3,28	2,02
46,6	8,6	9,33	10,83	10,26	3,75	2,5
60,1	12	14,76	16,15	13,8	4,3	2,65
70	18,3	19,2	19,6	15,65	4,36	2,81
81	19,75	22,8	24,8	17,02	4,54	2,65
101	28,87	33,41	27,5	18,65	4,84	2,94

3. Zugespitzte Anker haben eine grössere Anziehung und geringere Tragkraft als nicht zugespitzte Anker von derselben Länge und demselben Durchmesser, aber eine grössere Anziehung und Tragkraft als nicht zugespitzte cylindrische Anker von derselben Berührungsfläche. — Bei grösserer Entfernung des Ankers vom Magnete tritt der Einfluss der Verkleinerung der Berührungsfläche immer mehr zurück.

Magnet 12″ lang, 1″ dick. Anker 6″ lang.

Abstand von der Polfläche	Anker 1″ dick	Anker 1″ dick, conisch zugespitzt [1])	Anker 1/2″ dick
0	3,3 Pfd.	7	4,76
1/180	1,1	2	1,4
1/90	0,9	1,35	0,92
1/60	0,7	0,93	0,65
1/45	0,6	0,7	0,48
1/15	0,27	0,2	0,15
1/9	0,15	0,1	0,084

In ähnlicher Weise beobachtete Nicklès [2]), als er zugleich und getrennt von einander an die beiden Pole eines Hufeisenelektromagnetes, deren einer

[1]) Der conische Anker war auf 1″ von seinem Ende zugespitzt, dass seine Berührungsfläche mit dem Magnet 1/2″ Durchmesser hatte. — [2]) Nicklès, Electro-aimants p. 27.

eben, der andere convex war, je zwei gerade Ankerstäbe hängte, deren Enden eben, cylindrisch oder convex gefeilt waren, folgende Tragkräfte

	Convexer Pol	Ebener Pol
Convexer Anker	300 Grm.	600 Grm.
Cylindrisch gefeilter Anker .	300 „	540 „
Ebener Anker	610 „	450 „

Es ist also die Tragkraft bei Berührung einer ebenen und convexen Fläche am grössten.

4. Die Anziehung wächst mit der Masse des Ankers und ist im Maximum, wenn die Berührungsflächen des Ankers und Magnetes eben und gleich gross sind, vorausgesetzt, dass der Anker nicht länger ist als der Magnet.

5. In einiger Entfernung ist die Anziehung annäherungsweise dieselbe bei Ankern von gleichem Gewicht. Diese Gleichheit tritt deutlicher hervor, wenn die Grösse der Berührungsfläche dieselbe ist.

Bei den folgenden Versuchen z. B. hatten die verschiedenen Anker gleiche Gewichte:

a Magnet 12″ lang, 1″ dick. *b* Magnet 12″ lang, $^1/_2$″ dick.
Intensität = 20.

Abstand von der Polfläche	Länge der Anker							
	a				b			
	4″	$7^1/_9$″	$12^2/_3$″	16″	4″	$7^1/_9$″	$12^2/_3$″	16″
0	2,5 Pfd.	4	6,6	7,8	4,4	4,7	6,4	6,6
$^1/_{180}$	0,82	1,4	2,1	2,7	1,5	1,45	1,8	1,8
$^1/_{90}$	0,66	1	1,15	1,7	0,98	0,82	1,15	1
$^1/_{60}$	0,56	0,7	1	1,3	0,72	0,7	0,88	0,78
$^1/_{45}$	0,48	0,6	0,7	0,66	0,57	0,5	0,68	0,58
$^4/_{45}$	0,16	0,18	0,16	0,17	0,12	0,12	0,13	0,125
$^1/_9$	0,12	0,14	0,13	0,13	—	—	—	—
$^1/_5$	0,063	0,07	0,066	0,06	—	—	—	—

Die Anziehung verschieden grosser Kugeln von Eisen durch denselben Magnetstab hat Tyndall bei seinem §. 337 beschriebenen Versuchen bestimmt. Bei drei Kugeln von 0,95 Zoll, 0,48 Zoll, 0,287 Zoll Durchmesser und 65,25 Grm., 9 Grm., 1,7 Grm. Gewicht verhielten sich die Intensitäten der Ströme, bei denen sie bei gleicher Belastung der sie tragenden Wage abrissen: erstens als sie unmittelbar auf den Magnet gesetzt

wurden, wie 1 : 2,4 : $(2,4)^2$; sodann, als ein Glimmerblatt zwischen den Magnet und die Kugeln geschoben wurde, wie 1 : 2,25 : $(2,25)^2$. (Vergl. auch Dnb §. 337.)

Die Einwirkung der Verkleinerung der Berührungsfläche auf Anziehung und Tragkraft ist wohl durch die Aenderung der Vertheilung des Magnetismus bedingt. Wird auf ein Ende eines magnetischen Stabes ein dünnerer Anker aufgesetzt, so wird ihm freilich durch die Wirknng des Magnetes ein geringeres magnetisches Moment ertheilt, als wenn er die gleiche Dicke mit dem Magnete hat; zugleich ist die Zahl der einander anziehenden Punkte geringer, und deshalb ist die Anziehung in einiger Entfernung kleiner. Wenn der dünnere Anker dagegen bei nnmittelbarer Berührung von dem Magnet abgehoben wird, nnd sich dabei eben so stark neigt wie der dickere Anker, so werden hierbei seine verhältnissmässig stark magnetisirten Randtheile sich weniger weit von der Magnetfläche entfernen, als bei dem dickeren Anker. Zugleich ist bei grösseren Flächen die Berührung verhältnissmässig weniger innig, als bei kleinen. Daher kann die Tragkraft grösser sein bei dünneren Ankern, bis die Verminderung des Momentes durch die Verkleinerung des Durchmessers, auch wohl die dabei leichter eintretende Sättigung wiederum eine Abnahme der Tragkraft hervorruft. Wird die Verminderung der Berührungsfläche ohne wesentliche Verminderung der Masse des Ankers hergestellt, z. B. durch Zuspitzung, so wird sich die dadurch hervorgerufene Zunahme der Tragkraft nm so mehr zeigen, da dann die Rückwirkung der grösseren Zahl der von der Berührungsfläche entfernteren magnetisirten Theilchen des Ankers auf die an jener Fläche liegenden bedeutender ist. Da bei grösserer Entfernung des Ankers vom Magnet die Ungleichheiten der Form gegen den Abstand mehr und mehr verschwinden, so ist dann die Anziehung verschieden geformter Anker von gleichem Gewichte nahezu gleich. 344

Eine Verminderung der Anziehung durch die vermeintliche Abstossung der einander berührenden Querschnitte von Anker und Magnet, die sich von ihrer Massenanziehung subtrahiren sollte und bei der Verkleinerung der Berührungsflächen gleichfalls kleiner würde (vgl. §. 332), brauchen wir zur Erklärung der betrachteten Erscheinungen nicht anzunehmen.

Legt man an das eine Ende eines linearen, mit einer Magnetisirungsspirale umgebenen Eisenstabes eine Eisenmasse, so nimmt die Tragkraft desselben am anderen Ende zu [1]). Man kann dies sehr leicht nachweisen, indem man einen Eisenstab vertical in einer Spirale befestigt, oben auf denselben ein Stück Eisen legt, und nnten einen mit Gewichten belasteten Anker anhängt, der gerade noch getragen wird. Sobald man die obere Eisenmasse entfernt, fällt der Anker ab. Auf ähnliche Weise beobachtete Nicklès [2]), als er an den einen Pol eines hufeisenförmigen Elektromag- 345

[1]) Magnus, Pogg. Ann. Bd. XXXVIII, S. 439. 1836.* — [2]) Nicklès, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XXXVII, p. 400. 1853;* Electro-aimants p. 61;* auch vom Kolke, Pogg. Ann. Bd. LXXXI, S. 337. 1850.*

netes entweder keine Armatur von Eisen oder eine solche von 320 und von 590 Grm. legte, dass die Tragkraft des anderen Poles von 250 Grm. bis 435 und 575 Grm. anstieg.

Bei anderen Versuchen wurde ein gerader 0,15 Meter langer Eisenstab, dessen untere Fläche abgerundet war, als Magnet in einer 0,1 Meter langen Magnetisirungsspirale vertical aufgestellt. Auf sein oberes Ende wurden Eisencylinder I bis VII von gleicher Dicke wie der Magnet von 5, 10, 15, 20, 25, 30, 35 Centimeter Länge gestellt, und nun die Tragkraft am unteren Ende bestimmt, einmal indem ein Stück eines unterhalb mit Gewichten belasteten Eisencylinders mit seiner Cylinderfläche gegen den Magnetpol gelegt wurde, und man die Belastung untersuchte, bei der derselbe bei dem Anlegen gerade noch festgehalten wurde, dann indem nach dem Anlegen desselben die zum Abreissen vom Magnetpole erforderlichen Gewichte beobachtet wurden. Auf diese Weise ergaben sich u. A. in beiden Fällen die Tragkräfte *A* und *B*:

Eisenstäbe auf den Magnet aufgesetzt:

	0	I	II	III	IV	V	VI
A	720	845	1000	1050	1150	1050	1050
B	800	1000	1050	1109	1180	1200	1150

	VI + I	VI + II	VI + IV	VI + VII
A	1000	950	930	890
B	1150	1000	999	940

Werden also die an den Magnet gelegten Stäbe lang, so nimmt die Tragkraft wieder ab.

Der Grund dieser Erscheinung liegt darin, dass die an den Magnet gelegten Eisenmassen durch denselben magnetisirt werden und die in ihnen gerichteten Theilchen auf den Elektromagnet selbst rückwirken und auch seine Theilchen stärker richten als vorher. Dadurch nimmt die Tragkraft bis zu einer Grenze zu.

Da aber zugleich die Vertheilung der magnetischen Momente in der ganzen vereinten Eisenmasse beim Anlegen längerer Eisenstäbe an das obere Ende des Magnetes sich ändert, und der Punkt, in dem das Maximum jener Momente eintritt, immer mehr von dem unteren Ende des Magnetes in die Höhe rückt, so nimmt hierdurch im Gegentheil die Tragkraft ab. Diese Erscheinung zeigt sich indess erst deutlich, wenn die Zunahme der Magnetisirung des Magnetes bei weiterer Vermehrung der angelegten Eisenmassen nur noch gering ist.

Diese Wechselwirkung zwischen den verschiedenen Theilen eines magnetisirten Systems von Eisenmassen zeigt sich auch bei einigen Versuchen von vom Kolke, bei denen er ein Eisenstäbchen von den Polen eines hufeisenförmigen Elektromagnetes abriss (s. §. 346).

Wurden die beiden Schenkel des Magnetes durch Ströme von verschiedener Intensität entweder in gleichem oder entgegengesetztem Sinne erregt, so ergab sich die Tragkraft T an entsprechenden Punkten der Polflächen:

Intensität	I	176	364	577	700
Pole gleichnamig	T	9,1	27,3	42,5	53
Pole ungleichnamig	T	35,5	57,5	83,3	101,2

Die durch den Magnetismus des einen Schenkels auf den anderen Schenkel ausgeübte magnetisirende Wirkung ist also bei schwächeren Magnetisirungen viel grösser, als bei stärkeren.

Bei Stahlmagneten zeigt sich die Zunahme der Tragkraft des einen Poles durch Anlegen von Eisenmassen an den anderen gar nicht oder nur sehr schwach, da hier die Rückwirkung der magnetisirten Eisenmassen auf den Stahlmagnet sich, wenn auch merklich (vergl. §. 350), doch nur in sehr geringer Stärke bis zum anderen Pole erstreckt.

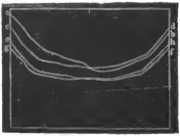
Die Tragkraft verschiedener Stellen des Querschnittes eines Elektro- 346
magnetes gegen einen Eisenanker ist von vom Kolke[1]) bestimmt worden. Er bediente sich dazu eines hufeisenförmigen Elektromagnetes von 84 Kilogramm Gewicht, dessen Schenkel 102^{mm} Durchmesser hatten. Der Abstand beider Pole betrug 284^{mm}. Jeder Schenkel war mit 4 Lagen von je 92 Windungen eines 4,36^{mm} dicken Kupferdraths umwunden. Auf die Polfläche des Magnetes wurde ein 1,7 Gr. schweres, 16^{mm} langes, 4,5^{mm} dickes, am Ende zugespitztes Eisenstäbchen aufgesetzt, welches an dem einen Ende eines Wagebalkens hing, und durch Bleischrot abgerissen, welches auf die am anderen Ende des Wagebalkens hängende Schale geschüttet wurde. Das Gewicht des Schrotes gab ein Maass für die Tragkraft der mit dem Stäbchen berührten Stelle der Polfläche.

Hätte der Magnet nur einen Schenkel gehabt, so wäre die Anziehung des Stäbchens in der Mitte seiner Polfläche am schwächsten, am Rande am bedeutendsten und ringsum die Mitte gleich gewesen. Bei dem hufeisenförmigen Magnet wird aber der Punkt des Minimums der Anziehung verschoben, und zwar gegen die dem zweiten Pol zuliegende Seite, wenn beide Pole ungleichnamig, nach der entgegengesetzten Seite, wenn beide gleichnamig magnetisirt sind. Auch besitzt im ersten Falle der Magnetpol das Maximum der Anziehung am Rande zunächst dem benachbarten Pol, im zweiten an einem gerade diametral gegenüberliegenden Punkte. Die in beiden Fällen an verschiedenen Stellen der axialen, die Mittelpunkte beider Pole verbindenden Linie stattfindenden Anziehungen auf dem Magnetpol sind durch die Ordinaten der Curven ab und ef, Fig. 182 (a. f. S.), die in der darauf senkrechten durch den Mittelpunkt der Polfläche gehenden Linie durch die Ordinaten der Curven cd und gh angegeben. — Wird nur ein Schenkel des Magnetes durch einen herumgeleiteten Strom erregt, so zeigt sich

[1]) vom Kolke l. c.

auf dem Pol dieses Schenkels, so wie auf dem des nicht erregten nahe zu dieselbe Vertheilung des Magnetismus; nur ist derselbe auf dem letzteren schwächer. Im Allgemeinen flachen sich indess die die Vertheilung bezeichnenden Curven ab, je schwächer die Magnetisirung ist, so dass in diesem Falle das Verhältniss des Maximums und Minimums des Magnetismus auf der Polfläche kleiner wird.

Fig. 182.



Wurden auf den Magnet zwei parallelepipedische Halbanker (189^{mm} lang, $67{,}5^{mm}$ breit, 27^{mm} hoch) aufgelegt und die Tragkraft des einen Halbankers in der Mitte und an einer dem gegenüberliegenden Halbanker zunächst liegenden Ecke bestimmt, so wuchs dieselbe mit Annäherung der Halbanker an einander sehr schnell. Sie muss indess endlich ein Maximum erreichen, da bei unmittelbarer Berührung der Halbanker, oder bei Ersetzung derselben durch einen ununterbrochenen parallelepipedischen, beide Pole verbindenden Anker in der Mitte zwischen den Polen eine Indifferenzstelle sich herstellt, von der aus nach beiden Polen die Tragkraft erst schnell, dann langsamer zunimmt. Indess selbst wenn die Halbanker bis auf 2^{mm} einander genähert wurden, war jenes Maximum noch nicht erreicht.

Sind beide Pole mittelst eines parallelepipedischen Ankers verbunden und die Pole gleichnamig erregt, so ist mit Ausnahme der stärker polaren Kanten die Tragkraft in der ganzen Länge des Ankers nahezu gleich. Wird nur ein Pol erregt, so nimmt die Tragkraft des Ankers von diesem Pol bis zur Kante des zweiten nicht erregten Poles ab. Ueber demselben selbst zeigt sich keine Anziehung gegen das Eisenstäbchen.

Diese Versuche sind geeignet, ein Bild von der Vertheilung der magnetischen Momente in dem Magnet und Anker zu geben. Da indess bei dem Aufsetzen des Eisenstäbchens auf die verschiedenen Stellen des Magnetes und Ankers die magnetische Vertheilung in denselben geändert wird, indem das Eisenstäbchen als ein Theil des ganzen magnetisirten Systems zu betrachten ist, so werden die erhaltenen Zahlen kaum zu einer genaueren Berechnung geeignet sein, um so mehr, als der Magnetismus des Eisenstäbchens an den verschieden stark magnetischen Stellen des Magnetes sich mehr oder weniger einem Maximum nähert.

Nähert man statt eines längeren Eisenstäbchens eine runde Platte von Eisenblech der Mitte der Polfläche eines Magnetes, so findet keine Anziehung statt, wenn die Polfläche verhältnissmässig gross gegen die Platte ist [1]). Selbst in einer Entfernung von 1^{mm} zeigt sich kaum eine

[1]) De la Rive, Compt. rend. T. XX, p. 1290. 1845.*

Anziehung. Der Grund hiervon scheint einfach der zu sein, dass durch die Annäherung des längeren Eisenstäbchens sich die Vertheilung der magnetischen Momente im Magnet ändert, so dass jetzt auch die mittleren Theile eine merkliche Polarität erhalten; die dünne Eisenplatte ruft dagegen eine solche Aenderung nicht hervor, da sie, wenn sie durch die schwache Polarität in der Mitte des Magnetes eine geringe Magnetisirung in der Richtung ihrer Dickendimensionen erhält, doch wegen des geringen Abstandes ihrer beiden entgegengesetzt polaren Flächen kaum eine Anziehung und verstärkende Rückwirkung auf den Magnetismus des Magnetes selbst ausüben kann.

Die Anziehung A und Tragkraft T, welche die der magnetischen Axe eines elektromagnetischen Eisenstabes parallelen Seitenflächen desselben besitzen, ist von Dub [1]) nntersucht worden. 347

Die Eisenstäbe waren so mit Spiralwindungen umgeben, dass zwischen je zwei Windungen ein kleiner Zwischenraum sich befand. An den Stäben war der Länge nach eine 4‴ breite ebene Fläche geschliffen, auf welche ein 2″ langer, $^1/_2$″ dicker Eisenstab gesetzt wurde, der unten sich zu einer $^1/_4$″ im Durchmesser habenden kreisrunden Endfläche zuspitzte. Diese Fläche wurde entweder direct oder nach Aufkleben eines Blättchens Papier von der Seitenfläche des Eisenstabes abgerissen. Die denselben magnetisirenden Strom war so schwach, dass noch keine Sättigung des Ankers eintreten konnte. Auf diese Weise fand Dub, wenn die Intensität des magnetisirenden Stromes . . . . $= I$
der Abstand der Stelle, auf die der Anker aufgesetzt wird, vom
Ende des Magnetes . . . . $= E$
die Tragkraft . . . . $= T$
die Anziehung . . . . $= A$
ist,

bei einem 2′ langen, 1″ dicken Stab;
Intensität $= 12$:

$I = 12$			$I = 7$		$I = 20$	
E	T	const $\sqrt{E} + \sqrt{T}$	A	const $\sqrt{E} + \sqrt{A}$	A	const $\sqrt{E} + \sqrt{A}$.
0,125	64 Lth.	10,3144	160	14,06	86	10,335
2,25	34	11,6568	64	14	34	10,331
4,5	29	13,1751	30	13,75	16	10,364
6,75	9,5	13,1746	11	13,7	7,5	10,533
9	2,625	13,6202	3	13,7	2,06	10,435
11,125	0,188	13,4819	0,3	13,89	0,25	10,5
12	0	13,7564	0	13,89	0	10,4.

Aehnliche Resultate ergaben sich an einem anderen Stab.

Auch an der breiten Seite eines permanent magnetisirten Stahlmag-

---

1) Dub, Pogg. Ann. Bd. CV, S. 64. 1858; Elektromagn. S. 270.*

netes von 21″ Länge, 1½″ Breite und ⅜″ Dicke hat Duh dieses Verhältniss geprüft. Er erhielt u. A.:

E	⅛″	1″	2″	3″	4″	5″	6″	7″	10,5″
T	3,3	1,8	1,1	0,65	0,45	0,25	0,16	0,06	0
$C\sqrt{E}+\sqrt{T}$	1,89	1,8	1,9	1,84	1,87	1,84	1,87	1,83	1,94

Indem nun Duh nach seinen §. 307 ausgeführten Sätzen den an jeder Stelle der Stäbe „erregten" Magnetismus (der also dem Moment der Theilchen daselbst proportional wäre), proportional setzt der Quadratwurzel des Abstandes dieser Stelle vom Ende des Stabes, die Anziehung und unter Berücksichtigung der störenden Umstände auch die Tragkraft proportional annimmt dem Quadrat des an derselben Stelle vorhandenen freien Magnetismus, kommt er nach diesen Versuchen zu dem Satz:

Die Summe des „erregten" und „freien" Magnetismus ist an jeder Stelle der Stäbe constant. — Da der freie Magnetismus in der Mitte des Stabes Null ist, wo der „erregte" Magnetismus im Maximum ist, so wäre hiernach auch der freie Magnetismus an jeder Stelle proportional der Differenz des in der Mitte des Stabes und an der untersuchten Stelle erregten Magnetismus.

Bezeichnet man aber die durch die Länge der Projectionen der magnetischen Axen der Moleküle auf die Axe der Stäbe dividirten Momente derselben, also die in ihnen erregten Magnetismen mit $\pm m_1, \pm m_2 \dots \pm m_n$, so sind die an den Berührungspunkten der Moleküle vorhandenen freien Magnetismen $m_1 - m_2, m_2 - m_3, \dots m_{n-1} - m_n$; also ihre Summe $S = m_1 - m_n$. Es muss also die Summe der freien Magnetismen von der Mitte des Stabes bis zum $n$ten Molekül der Differenz der erregten Magnetismen des in der Mitte desselben liegenden und des $n$ten Moleküls gleich sein. — Sollte nach dem Satz von Duh dasselbe Verhältniss für den freien Magnetismus $f = m_{n-1} - m_n$ am $n$ten Molekül bestehen, so müsste derselbe auch der Summe S proportional sein. Es führte diese Bedingung auf die Gleichung

$$af = \int_0^f f\,dx, \text{ oder } f = e^{\frac{x}{a}} + Const,$$ wo x der Abstand des Moleküles des Stabes von seiner Mitte, a eine Constante ist. Die freien Magnetismen müssten dann einer logarithmischen Linie, nicht einer Parabel entsprechen, wie es aus dem Satz von Duh hervorgeht.

Ueberdies möchte bei den vorliegenden Versuchen auch kaum die Anziehung vollständig dem Quadrat des freien Magnetismus an den einzelnen Stellen des Stabes entsprechen. Die Axe des auf die Seitenflächen des Stabes aufgesetzten Ankers steht vertical auf der Axe des letzteren. Wird also in dem Anker Magnetismus durch den freien Magnetismus der Stäbe erregt, so werden dadurch die Moleküle desselben, deren Axen auch auf der Axe des Ankers mehr oder weniger vertical stehen, abgelenkt, sie kehren sich mit ihren einen Enden dem Anker zu. Es vermehrt sich dadurch die Anzie-

hung. So wird dieselbe nicht dem Quadrat des freien Magnetismus entsprechen, sondern verhältnissmässig stärker sein. Deshalb findet auch Dub, wenn er die von Coulomb beobachteten freien Magnetismen der Stahlstäbe seinen aus der Anziehung abgeleiteten Sätzen anzupassen versucht, dieselben an den Enden der Stäbe zu klein, und man braucht darum die Genauigkeit der Versuche von Coulomb noch nicht zu bezweifeln. Vielmehr möchte, wie schon die §. 307 citirten Sätze, so auch dieser von Dub ausgesprochene Satz eine recht bequeme, praktische Darstellung der Versuchsresultate innerhalb gewisser Grenzen liefern, nicht aber der wahre theoretische Ausdruck der Vertheilung der freien Magnetismen sein. Der letztere möchte doch wohl durch die von Biot aufgestellte, durch Green auf theoretischem Wege abgeleitete und indirect durch die Versuche von Lenz und Rees über die Momente der einzelnen Theile der Stäbe bestätigte Formel der Kettenlinie gegeben sein.

Eine ganz ähnliche Abweichung der Anziehungserscheinungen an den 348
Seitenflächen des Magnetes von den aus dem Biot'schen Gesetz berechneten Werthen zeigen auch die Versuche von Lamont [1]). Er hängte an einem Coconfaden von der Länge l kleine Eisenstückchen vom Gewicht e auf, und knüpfte an dieselben einen zweiten, unterhalb mit einem Gewicht p belasteten Faden. Der ganze Apparat wurde den verschiedenen Stellen eines senkrecht gegen den magnetischen Meridian liegenden Stahlmagnets genähert, so dass das Eisenstückchen von ihm angezogen wurde. Sodann wurde durch eine Schraube der Aufhängepunkt des Fadens von dem Magnet entfernt, bis das Eisenstückchen abriss. Ist jetzt nach dem Abreissen, wo die Fäden senkrecht hängen, der Abstand des Eisenstückchens vom Magnet gleich s, so ist das zum Losreissen erforderliche Gewicht P:

$$P = (p + e + f)\frac{s}{l},$$

wo f das Gewicht des unteren Fadens bezeichnet.

Nach mehrfachen Correctionen, welche darauf Bezug haben, dass die Anziehung stets etwas kleiner ist, als dem Quadrat der magnetisirenden Kraft entsprechen würde, und in Betreff deren wir auf die Originalabhandlung verweisen müssen, berechnet Lamont aus den Anziehungen bei drei Stahlstäben an je sechs zwischen der Mitte und den Enden liegenden, gleich weit von einander entfernten Punkten die daselbst vorhandenen freien Magnetismen. Die Stäbe waren aus ungehärtetem Stahl und cylindrisch. Die Stäbe I. und II. waren $507{,}6^{mm}$ lang und $24{,}2^{mm}$ dick, Stab III. $341{,}5^{mm}$ lang und $14{,}66^{mm}$ dick.

Es ergab sich so der freie Magnetismus M:

---

[1]) Lamont, Pogg. Ann. Bd. LXXXIII, S. 354 u. 364. 1851.*

Abstand von der Mitte A	I. M	II. M	III. M	A	I. M	II. M	III. M
+ 6	39,0	24,1	49,0	—1	— 4,8	— 2,0	— 3,0
+ 5	25,8	13,5	33,7	—2	—10,3	— 4,0	—11,9
+ 4	20,1	8,7	25,9	—3	—14,1	— 6,0	—20,9
+ 3	14,7	5,3	19,2	—4	—19,3	— 9,1	—29,2
+ 2	10,8	3,8	13,2	—5	—25,8	—13,8	—35,8
+ 1	5,3	2,2	8,0	—6	—38,3	—24,8	—52,5
0	0,7	0,7	2,6				

Berechnet man diese Vertheilnng von M nach der Formel von Biot, $M = Am^x - Bm^{-x}$, in welcher die Constante B eingesetzt ist, da die Stahlstähe an heiden Polen nicht ganz gleich starke Polarität zeigeu, so findet man bis auf die Enden der Stäbe eine gute Uehereinstimmung. Nur an den Enden sind die berechneten Werthe etwa um $^1/_6$ zu klein.

Indess findet hier wieder die schon oben §. 347 hervorgehohene Rückwirkung des temporären Magnetismus des Eisenstückchens auf den permanenten Magnetismus der Stahlstähe statt. — Diese Rückwirkung zeigt sich sehr dentlich hei dem folgenden Versuche von Lamont. Es lässt sich leicht herechnen, dass eine unhegrenzte magnetische Fläche auf einen henachbarten Magnet keine Anziehungs- und Ahstossungserscheinungen ausüben kann, indem die Wirkungen auf beide Pole sich aufhehen. So hätte auch, als Lamont ein Stückchen dünnen Eisendrathes von etwa $^1/_2$ Linie Länge auf die 34 Linien hreite Fläche eines grossen Magnetstabes auflegte, keine Wirkung eintreten sollen. Dennoch wurde das Eisenstückchen angezogen.

Auch vom Kolke (l. c.) hat die Anziehung von Eisen durch die Seitenflächen eines Stahlmagnetes untersucht. Er riss ein an einer Wage hängendes Eisenstäbchen von den verschiedenen Punkten eines 9^{mm} dicken, 38^{mm} breiten und 610^{mm} langen Magnetstabes ah, welcher in horizontaler Lage senkrecht gegen den magnetischen Meridian hefestigt war. Er fand folgende Tragkräfte:

Abstand von dem einen Ende:	Auf der Mittellinie der hreiten Seitenfläche:	Auf der Mittellinie der schmalen Seitenfläche:	Auf der Kante während der Stah flach auflag:	Auf der Kante während die Kante nach oben gekehrt war:
305	0 Grm.	0	0	0
203,4	6,1	8	8,7	5,5
101,7	12,1	17	17,5	10
45,2	19,6	26,5	27,5	15
0	35,3	39,8	46,5	27,9

Es ist also die Tragkraft des Magnetstahes an den Kanten und den schmalen Flächen grösser als auf den hreiten Flächen.

IV. Verhalten der Magnete, deren Axe eine in sich geschlossene Curve bildet.

Bildet die Axe eines Magnetstabes einen in sich geschlossenen Kreis, 349
so wird derselbe nach aussen hin gar keine Wirkung äussern können, wenn die magnetischen Momente aller auf einander folgender Theilchen gleich sind, also alle gleichen magnetisirenden Kräften unterworfen sind. Auf diese Weise übt ein in sich geschlossener und mit Kupferdrath umwickelter Eisenring beim Hindurchleiten des Stromes durch die Drathwindungen weder elektromagnetische noch magnetische Wirkungen aus.

In ganz ähnlicher Weise hat Dove[1]) beobachtet, dass, wenn man in einen hohlen Eisencylinder, z. B. einen Flintenlauf, einen gut hineinpassenden magnetisirten Stahlstab hineinschiebt, das System von beiden nach aussen fast gar keine magnetische Wirkungen zeigt. Es zieht beide Pole der Magnetnadel an beiden Enden gleichmässig an, stellt sich, frei aufgehängt, nicht von Nord nach Süd u. s. f. Dies liegt daran, dass der Eisencylinder als Anker des Stahlmagnetes dient, und daher in ihm eine gleich starke, aber entgegengesetzt gerichtete Magnetisirung wie die des Stahlstabes erzeugt wird.

Legt man in den hohlen Eisencylinder einen mit einem Kupferdrath umwundenen geradlinigen elektromagnetischen weichen Eisenstab ein, so ist die Wirkung des letzteren nicht völlig aufgehoben, da bei der weiteren Entfernung der Ränder des Eisenstabes und des Cylinders die entgegengesetzte Polarität des letzteren nicht so stark auftreten kann.

Auch wenn man durch die Mitte eines Stahlringes oder einer in der Mitte durchbohrten Stahlplatte einen Kupferdrath führt, durch diesen einen galvanischen Strom leitet und sodann den Kupferdrath entfernt, zeigt der Ring oder die Platte nach aussen durchaus keinen Magnetismus. Bricht man dieselben aber in zwei Hälften, so zeigen die Enden dieser Hälften die magnetische Polarität, welche sie erhalten hätten, wenn sie einzeln der Wirkung des Stromes im Kupferdrath ausgesetzt gewesen wären. Solche Magnete bezeichnet man mit dem Namen der Transversalmagnete[2]).

Dass auch ein gewöhnlicher Stahldrath, durch den man direct einen Strom leitet, sich in ähnlicher Weise magnetisirt, wie die Transversalmagnete, werden wir im Capitel „Einfluss der Torsion auf den Magnetismus" auseinandersetzen.

Ist das Moment der einzelnen Theile eines in sich geschlossenen, transversal magnetisirten Ringes nicht gleich, so wird sich an den Stel-

---

[1]) Dove, Pogg. Ann. Bd. XLIII, S. 517. 1838.* — [2]) Vergl. Gay-Lussac et Welter, Démonferrand, Lehrbuch. Deutsch v. Fechner 1828. S. 179;* Erman, Denkschr. der Berl. Akad. 1820 bis 1821. S. 338;* van Beek, Gilb. Ann. Bd. LXXII, S. 24. 1822.*

len, wo eine Aenderung der Momente statthat, freier Magnetismus zeigen. Dies geschieht z. B., wenn man die Pole eines hufeisenförmigen Elektromagnetes mittelst eines Ankers verbindet (vgl. §. 328 und 346). — Das magnetische Moment eines solchen geschlossenen Systems kann man an den verschiedenen Stellen untersuchen, einmal, indem man um dieselben eine Inductionsrolle legt, und dann den magnetisirenden Strom öffnet, sodann, indem man das System an einer Stelle zerreisst, oder, da dies unmöglich wäre, an zwei correspondirenden Stellen zerschneidet, und an diesen die beiden Hälften von einander trennt, wie z. B. beim Abheben eines Ankers von einem hufeisenförmigen Elektromagnet, sei es direct, sei es nach Zwischenlegung eines Blättchens Papier. Es ist dann wie früher die Tragkraft (nach Abzug der Fehlerquellen) und Anziehung dem Quadrat der magnetischen Momente der Theilchen an der Berührungsstelle gleich.

350 Da in einem geschlossenen und magnetischen Kräften unterworfenen System von Magnet und Anker jedes magnetische Theilchen auf beiden Seiten andere magnetische Theilchen findet, die seinen Polen mehr oder weniger stark die freundschaftlichen Pole zuwenden, so wird durch die Wechselwirkung derselben die Einstellung ihrer Axen in der Richtung der Axe des Systems viel vollständiger zu Stande kommen, als wenn das System an irgend einer Stelle unterbrochen ist; die zum Zerreissen desselben erforderliche Kraft ist grösser im ersten Falle als im zweiten.

Dies zeigt sich sehr deutlich durch Versuche von Magnus [1]). Zwei verticale weiche Eisenstäbe, welche parallel neben einander gestellt und von Spiralen umgeben waren, durch die der Strom so geleitet wurde, dass der eine Stab am unteren Ende einen Nordpol, der andere einen Südpol erhielt, trugen an ihren unteren Enden zusammen kaum einen 3 Pfund schweren, dieselben verbindenden Anker. Wurden die oberen Enden der Stäbe aber durch einen zweiten Anker verbunden, so konnte der untere Anker mit etwa 40 Pfund belastet werden, ehe er abriss. Selbst als die Endflächen eines 6 Fuss langen Hufeisens von weichem Eisen an die oberen Enden der Stäbe gelegt wurden, vermehrte sich noch ihre Tragkraft.

Schon das Anlegen grösserer getrennter Eisenmassen an dieselben bewirkt dasselbe in geringerem Grade (vgl. §. 345).

Diese Zunahme der gemeinsamen Tragkraft T_2 beider Pole eines Elektromagnetes gegen die eines Poles T_1 allein, zeigen auch einige Versuche von Nicklès [2]), bei denen er cylindrische Anker mit ihrer Cylinderfläche gegen einen oder beide Pole eines elektromagnetisirten Hufeisens legte und sie abriss. Es ergab sich u. A. bei verschiedenen Stromintensitäten:

[1]) Magnus, Pogg. Ann. Bd. XXXVIII, S. 437. 1836.* — [2]) Nicklès, Electro-aimants S. 86;* vergl. auch ältere Versuche von Henry u. Ten Eyk. Gehler's phys. Wörterb. Bd. VI, S. 706; ganz ähnliche Versuche auch von Müller, Pogg. Ann. Bd. CV, S. 547. 1858.*

	ein Pol T_1	beide Pole T_2	$\frac{T_2}{T_1}$
$I = 76$	600 Grm.	5100 Grm.	8,3
$I = 135$	2500	7500	3
$I = 219$	2600	10700	4,1

Dass der grösste Unterschied zwischen der Tragkraft eines nnd beider Pole sich namentlich bei Magnetisirung durch schwache Ströme zeigt, ist durch das schnelle Eintreten der Sättigung bei stärkeren Strömen zu erklären.

Der folgende Versnch zeigt gleichfalls die Rückwirkung des Magnetismus des Ankers auf den des Magnetes: Verbindet man die Pole einer Säule mit der Magnetisirungsspirale eines Elektromagnetes und schaltet in den Schliessungskreis ein Galvanometer ein, so weicht die Nadel um einen bestimmten Winkel ab. Sobald man den Anker auflegt, geht die Nadel für einige Augenblicke zurück, indem die Vermehrung des Magnetismus des Elektromagnetes an jeder Stelle einen einige Zeit dauernden indncirten Strom im Drathe der Magnetisirungsspirale hervorruft, welcher dem ursprünglichen Strom entgegengerichtet ist.

Bei permanent magnetisirten hufeisenförmigen Elektromagneten von Stahl ist diese wechselseitige Richtung der Theilchen viel schwächer. Dies ergiebt ein Versuch von Magnus [1]). Ein Stahlmagnet hielt seinen, beide Pole berührenden Anker mit einer Tragkraft von 10 Pfund fest, ein Elektromagnet mit einer Tragkraft von 140 Pfund. Dennoch besass jeder einzelne Pol des ersteren für sich eine grössere Tragkraft, als jeder einzelne Pol des letzteren.

Sehr deutlich zeigt sich dies anch bei dem Verfahren von Sinsteden [2]), durch welches er die Tragkraft seiner Magnete zu vermehren snchte. Legt man in einiger Entfernung von den Polen ein kleines Eisenstäbchen quer über die Schenkel eines Stahlmagnetes, so wird dadurch die Tragkraft des Magnetes bedeutend erhöht, indem durch das Eisen hindurch die gegenseitige Richtung der an den Polen stark gerichteten Stahltheilchen auf einander viel stärker stattfindet, als durch die Stahlmasse des Magnetes.

Dass indess dennoch auch bei den Stahlmagneten eine, wenn auch schwächere richtende Rückwirkung der magnetischen Theilchen des Ankers auf die des Magnetes stattfindet, ergiebt sich sehr gut aus folgendem Versuch von Sinsteden [3]).

Legt man an einen hufeisenförmigen Stahlmagnet einen flachen Anker

[1]) Magnus l. c. — [2]) Sinsteden, Pogg. Ann. Bd. LXXVI, S. 207. 1849.* — [3]) Sinsteden, Pogg. Ann. Bd. LXXVI, S. 196. 1849.*

von einer Seite, so werden durch die Magnetisirung desselben die Theilchen des Stahlstabes so gerichtet, dass sie ein wenig der magnetischen Anziehung der Theilchen des Ankers folgen. Legt man jetzt von der anderen Seite gleichfalls einen flachen Anker an den Magnet, so haftet dieser viel weniger stark am Magnet als der erste Anker, da die durch die Wirkung des ersten Ankers gerichteten Theilchen durch die Reihungswiderstände gehindert werden, ihre Lage zu verlassen, und der Anziehung der durch den Magnet magnetisirten Theile des zweiten Ankers zu folgen. Erst wenn man den zweiten Anker wiederholt auf die scharfe Kante gebogen, und wieder mit seiner Fläche angelegt hat, ist die Anziehung gegen diesen Anker ebenso stark oder sogar stärker, wie gegen den ersten, indem einmal hierbei Erschütterungen eintreten, durch welche die Theilchen des Stahlmagnets beweglicher werden, dann auch die Richtung der Theilchen an der Kante des zweiten Ankers bedeutender ist, als auf der Fläche des ersten, und so die Theilchen des Magnetes gleichfalls durch jenen stärker gerichtet werden.

Sind die beiden Schenkel eines Hufeisenmagnetes in entgegengesetztem Sinne durch die herumgeleiteten Ströme magnetisirt, so dass ihre Enden gleichnamige Pole zeigen, so verhalten sie sich im Wesentlichen wie zwei getrennte geradlinige Magnetstäbe.

Haben sich in einem geschlossenen Kreise von Eisen die magnetischen Moleküle nach der Einwirkung eines an allen Stellen im gleichen Sinne die Moleküle richtenden Stromes durch ihre gegenseitige Anziehung besonders stark in ihre magnetischen Lagen geordnet, so kann man selbst den magnetisirenden Strom aufheben, ohne dass die Moleküle sogleich ihre Stellung völlig verlassen. Es bleibt in dem geschlossenen Kreise ein Residuum von remanentem Magnetismus übrig.

Legt man daher an einen hufeisenförmigen Elektromagnet einen nicht zu schweren Anker, und öffnet den magnetisirenden Strom, so bleibt der Anker noch am Magnet hängen. So beobachtete zuerst Sturgeon [1]), dass ein hufeisenförmiger Elektromagnet, der seinen, mit den daran hängenden Gewichten 75 Pfd. schweren Anker während der Dauer des magnetisirenden Stromes trug, auch nach Aufhebung desselben noch 20 Pfd. mit dem Anker tragen konnte.

Dieses findet sogar, wenn auch in geringerem Grade statt, wenn Anker und Magnet durch einen Papierstreif [2]) oder ein Glimmerblatt von einander getrennt sind. Man kann dabei den Magnet von weichem Eisen nach dem Vorlegen des Ankers, statt durch den herumgeleiteten Strom, auch durch Streichen mit einem Stahlmagnet magnetisiren [3]).

Wenn man daher einen Elektromagnet erst durch einen starken Strom erregt und dann die Intensität des letzteren allmälig bis auf einen Werth I

---

[1]) Sturgeon, Pogg. Ann. Bd. XXIV, S. 637. 1832;* Ann. of Phil. 1826. T. XII, p. 217. — [2]) Dove, Pogg. Ann. Bd. XXIX, S. 462. — [3]) Watkins, Phil. Trans. 1833. T. II, p. 333; Pogg. Ann. Bd. XXXV, S. 208.

vermindert, so vermag derselbe bei dieser Intensität in Folge des remanenten Magnetismus einen viel stärker belasteten Anker zu tragen, als wenn man den Elektromagnet nur direct durch den Strom von der Intensität I erregt hätte [1]).

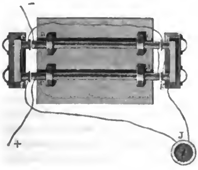
Unterbricht man aber die Continuität des in sich geschlossenen magnetisirten Eisenkreises, so hört die gegenseitige Einwirkung der magnetischen Moleküle auf einander an der Unterbrechungsstelle auf; sie kehren in ihre unmagnetischen Gleichgewichtslagen zum grössten Theil zurück, der Elektromagnet behält nur mehr oder weniger **permanenten Magnetismus** bei.

Hat man daher einmal den nach Unterbrechung des magnetisirenden Stromes noch an einem hufeisenförmigen Elektromagnet haftenden Anker abgerissen, so vermag derselbe den Anker bei wiederholtem Anlegen meist nicht mehr zu tragen, und man bemerkt höchstens eine schwache Anziehung desselben, die bei wiederholtem Fortnehmen des Ankers bis zu einem gewissen Grade auch noch durch die dabei erfolgenden Erschütterungen verschwindet.

Die mit wachsender magnetisirender Kraft erfolgende Zunahme des gesammten temporären Magnetismus in einem geschlossenen Kreise von weichem Eisen haben Lenz und Jacobi [2]) auf folgende Weise bestimmt. 351

Gegen zwei weiche Eisenstäbe ab und cd, Fig. 183, welche der Länge nach mit Spiralen umgeben waren, wurden zwei hufeisenförmige Anker ef und gh gelegt, welche aus zwei an einem eisernen Querstück befestigten Eisencylindern bestanden, die mit Inductionsspiralen umwickelt waren, welche mit dem Galvanometer in Verbindung standen. Nach der Messung der Intensität des um die Stäbe ab und cd herumgeleiteten Stromes an einer elektromagnetischen Wage wurden beide Anker ef und gh gleichzeitig von den Stäben ab und cd abgerissen und der Inductionsstrom gemessen, dessen Intensität I dem im Anker verschwundenen temporären magnetischen Moment proportional war, wenn man von den Inductionswirkungen absieht, welche durch das Verschwinden des Magnetismus in den die Anker verbindenden Eisenstäben hervorgerufen waren.

Fig. 183.



Es ergab sich die Intensität I der Inductionsströme:

[1]) Vergl. u. A. Joule, Sturgeon, Ann. of El. T. V, p. 187 u. 471. — [2]) Lenz u. Jacobi, Pogg. Ann. Bd. LXI, S. 266. 1844.

Länge der Stangeu	Anzahl der Windungen n	I	$1000 \frac{I}{n}$
3'	946	0,90333	0,955
$2^1/_2$	789	0,71823	0,910
2	634	0,61106	0,964
$1^1/_2$	474	0,48633	1,026
1	315	0,32185	1,022
$^1/_2$	163	0,16476	1,011

Ebenso fand sich, als auf die Enden der Stangen zwei Zoll lange Kupferhülsen geschoben waren, die mit je 240 Windungen umgeben waren:

Länge der Stangen	3'	$2^1/_2$	2	$1^1/_2$	1	$^1/_2$
I	0,75594	0,72637	0,72417	0,74915	0,75737	0,76911

Bei gleich dicken Stäben ist also das auf diese Weise gemessene temporäre magnetische Moment des Ankers proportional der Anzahl der Windungen der Magnetisirungsspiralen und proportional der Intensität der Ströme, also proportional der magnetisirenden Kraft, und wenn die Stäbe ihrer ganzen Länge nach mit den Drathspiralen umgeben waren, unabhängig von der Länge der Eisenstäbe. — Werden nur die Enden der Stäbe mit Drathspiralen umgeben, so wächst auch dann noch das magnetische Moment der Anker proportional der Intensität der magnetisirenden Ströme.

352 Das Verhältniss der verschiedenen Theile des in einem System von Hufeisenmagnet und Anker erzeugten Magnetismus hat Poggendorff [1]) bestimmt. Die Schenkel des Magnetes waren mit Drathrollen umgeben, welche aus je zwei isolirten Dräthen bestanden. Die einen dieser Dräthe wurden mit den Polen der Säule verbunden und die Intensität i des Stromes durch eine Tangentenboussole bestimmt. Die beiden anderen Dräthe wurden mit dem Galvanometer verbunden. Es wurde nun die Intensität des Inductionsstromes gemessen, welcher in diesen Dräthen entstand:

1. Als kein Anker auf dem Magnet auflag, und der Kreis des magnetisirenden Stromes geöffnet wurde. Diese Intensität sei a.

2. Als auf den Magnet ein flacher Anker aufgelegt war und der magnetisirende Strom zum ersten Male geschlossen wurde. Die jetzt beobachtete Intensität b des inducirten Stromes entsprach dem totalen im Magnet erzeugten magnetischen Moment.

[1]) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. LXXXV, S. 147. 1852.*

3. Als der Stromkreis geöffnet und wieder geschlossen wurde. Die Intensität *c* entsprach dem totalen Magnetismus weniger dem in Magnet und Anker zurückbleibenden Residuum.

4. Als der Anker nach dem Oeffnen des magnetisirenden Stromes vom Magnet abgerissen wurde. Die jetzt gemessene Intensität *d* des Inductionsstromes gab den Werth des Residuums an.

Es ergab sich aus diesen Versuchen u. A.

i	1	1,25	2,33
a	4,36	10,23	16,06
b	32,10	49,66	58,87
c	10,45	17,66	24,15
d	— 25,01	— 34,75	— 39,37

Es folgt aus diesen Versuchen:

1. Das totale magnetische Moment *b* des durch den Anker geschlossenen Magnetes wächst in schwächerem Verhältniss, als die Intensität der magnetisirenden Ströme.

2. Die Summe der Werthe *c* und *d* müsste dem Werthe *b* gleich sein; sie ist aber etwas grösser, da der Magnet nach dem Oeffnen des Schliessungskreises bei den Versuchen ad 3 stets vor dem Schliessen ein wenig von seinem remanenten Magnetismus verliert, und dadurch der Werth *c* etwas zu gross ausfällt.

Statt eines mit einem Anker versehenen Hufeisens kann man auch einen in sich geschlossenen und mit Drath umwickelten Eisenring für diese Versuche verwenden. Die Resultate ad *b* und *c* sind dann die entsprechenden.

Kehrt man die Richtung des Stromes um, welcher einen mit seinem Anker versehenen Elektromagnet magnetisirt, und untersucht die Intensität der in einer ihn umgebenden Inductionsspirale erzeugten Ströme, so ergiebt sie sich fast als doppelt so stark, wie wenn man den Magnet zum ersten Male durch einen Strom von gleicher Intensität magnetisirt (Poggendorff l. c.) Also auch hier ist wie bei geraden Stahlstäben zur Vernichtung des im Magnet nach Oeffnen des magnetisirenden Stromes zurückbleibenden remanenten Magnetismus nur eine sehr geringe Kraft erforderlich.

Dass ein Elektromagnet von weichem Eisen bei der ersten Magnetisirung eine grössere Tragkraft zeigen soll, als bei wiederholten Magetisirungen [1]), möchte nur dann richtig sein, wenn hierbei die Stromesrichtung

[1]) Du Moncel, Instit. Nr. 1000. Mars 1853.

umgekehrt wird und dadurch der Magnet im entgegengesetzten Sinn nicht das gleiche Moment erhält, wie vorher.

353 Die Gesetze der Tragkraft eines Ankers durch einen hufeisenförmigen Elektromagnet oder zweier elektromagnetischer Hufeisen sind noch viel complicirter als die eines geraden Ankers und Elektromagnetes, da man fast nie die aneinandergelegten Eisenmassen gleichzeitig an ihren beiden Berührungsflächen trennen kann, und ausserdem der Anker stets nach einer Seite sich neigt, ehe er abreisst. Ferner tritt auch der Sättigungspunkt viel eher ein als bei nicht geschlossenen Magnetsystemen. Man erhält so stets unsichere, meist zu kleine Werthe der Tragkraft.

Die Anziehung der Magnete in weiterer Entfernung lässt sich mit grösserer Sicherheit beobachten, obgleich die Fehlerquellen auch hier bedeutender sind als bei geradlinigen Magneten und Ankern.

Wir betrachten wiederum nach einander den Einfluss der magnetisirenden Kraft, der Dicke und der Länge der Hufeisen-Elektromagnete auf dieses Verhalten, und zwar bei unmittelbarer Berührung (Tragkraft) oder bei Zwischenlegung indifferenter Substanzen (Anziehung).

Wir begnügen uns, von den in Betreff dieser Punkte angestellten Untersuchungen nur diejenigen anzuführen, welche wenigstens etwas allgemeinere Resultate geliefert haben; lassen dagegen viele specielle Angaben über die Abhängigkeit der Tragkraft von dem Gewicht des Ankers und Magnetes u. s. w. fort, aus denen sich doch keine irgendwie allgemeinere Beziehungen ergeben können.

a. Einfluss der magnetisirenden Kraft.

Einige frühere Versuche von dal Negro [1]) hatten schon gezeigt, dass die Tragkraft hufeisenförmiger Elektromagnete nicht dem Quadrat der magnetisirenden Kraft proportional zunimmt. Er veränderte die Intensität des magnetisirenden Stromes durch Aenderung der Oberfläche o der Erregerplatten der Säule, und wollte eine Proportionalität zwischen dem Umfang u derselben und der Tragkräfte T der Elektromagnete gefunden haben. — Berechnet man indess nach Jacobi die Versuche nach der Ohm'schen Formel, indem man die Intensität I des Stromes dem Werth $I = \dfrac{41{,}55}{1 + \dfrac{14{,}4}{o}}$ gleich setzt, so erhält man aus denselben das Resultat, dass die Tragkräfte der Intensität des magnetisirenden Stromes direct proportional sind. So ergiebt sich u. A.

[1]) Dal Negro, Repert. T. I, p. 268; auch Pogg. Ann. Bd. XXIX, S. 470; Bd. XXXI, S. 261. 1834; Bibl. univers. T. LIV, p. 1.

o	*u*	*T* (berechnet)	*T*
6 Quadratzoll	14	12,22	13,85
12	16	18,89	18,25
18	18	23,08	22,80
24	20	25,97	24,60
30	22	28,07	25,80
36	24	29,68	30,30
42	26	30,94	29,60
48	28	32,00	32,80
54	30	32,80	33,00
60	32	33,51	35,60

In ähnlicher Weise hat Jacobi[1]) bei verschieden grossen Elementen mit quadratischen Kupfertrögen und Zinkplatten und einem Hufeisenelektromagnet von $14^1/_2$ Pfund Gewicht dasselbe Resultat erhalten. Die Intensität wurde nach der Formel $I = \frac{283,6}{1 + \frac{20}{o}}$ berechnet; in welcher wiederum *o* die Oberfläche der Erregerplatten der Säule bezeichnet.

o	*T* (berechnet)	*T*
4 Quadratzoll	47,3	47,75
16	126	126,45
36	182,3	185
64	216,1	200,62
100	236,3	236,05
144	249	255,34

Aehnliche Resultate erhielt auch Fechner[2]). Sein Hufeisenelektromagnet war nur 2 Linien dick, hatte 14 Linien Länge, und seine Pole standen 6 Linien von einander ab. Derselbe wurde durch eine Spirale von zwei Lagen sehr dünnen Kupferdrathes magnetisirt. Der Anker wog $80^1/_4$ Gran, und lag mit einer stumpfen Kante an die Polflächen des Magnetes an. Die Intensität *I* des magnetisirenden Stromes wurde durch die Oscillationsdauer der Doppelnadel eines Multiplicators gemessen (§. 202), bei dem häufig die Drathwindungen durch ein einfaches ⊃ förmiges Blech ersetzt waren. Dieser Multiplicator wurde neben dem Elektromagnet in den Stromkreis eingeschaltet. Durch Temperaturänderungen des dünnen Drathes des Elektromagnetes können bei dieser Methode der Messung manche Unregelmässigkeiten sich ergeben. So fand Fechner z. B.:

[1]) Jacobi, Rep. T. I, p. 268. — [2]) Fechner, Schweigg. Journ. Bd. LXIX, S. 277 u. 316. 1833.*

Zahl n der Schwingungen.	Dauer der n Schwingungen	I	Tragkraft T beobachtet	ber. n. d. Formel $T = n \cdot I$
6	96	0	0	0
	80,5	422	1448	1492
	77,5	535	1806	1892
	65	1181	4097	4176
	63	1324	4812	4680
16	162	9462	709	1527?
	157,5	12254	1139	1973?
	126	22172	3716	3579
	117	27312	4465	4408
	122	24317	3986	3925
	136	17615	2856	2843
	159	10203	1439	1647
	183	5252	929	848
	198	3028	627	489
	209,33	1656	544	297

Es ist ersichtlich, dass bei diesen Versuchen die Tragkräfte nicht ganz, wie Fechner meint, den Stromintensitäten proportional zunehmen. Vielmehr nähern sie sich allmälig einem Maximum, welches um so eher eintritt, als die Masse des benutzten Hufeisens sehr klein war, das Maximum der Magnetisirung also sehr bald erreicht wurde. Der Grund, warum bei der Anwendung aufsteigend stärkerer Ströme die Tragkräfte bei den geringeren Stromintensitäten zu klein, bei der Anwendung absteigend schwächerer Ströme zu gross ausfallen, könnte darin liegen, dass bei ersteren die §. 276 erwähnten Verhältnisse eintreten, bei letzteren der Magnet noch ein ziemlich bedeutendes Residuum an permanentem Magnetismus behalten hatte.

354 Die grossen Abweichungen von dem von Fechner ausgesprochenen Gesetz, welche sich bei genaueren Versuchen über diesen Gegenstand ergaben, sind zuerst von Lenz und Jacobi nachgewiesen worden.

Lenz und Jacobi [1]) rissen von den Polen eines hufeisenförmigen Elektromagnetes vermittelst eines einarmigen Hebels, auf welchem sich ein Laufgewicht verschob, entweder gerade oder hufeisenförmige Anker ab.

Bei der einen Versuchsreihe wurde der Magnet mit seinen Schenkeln nach oben befestigt und zwischen dem Abreissapparat und dem Anker

[1]) Lenz u. Jacobi, Pogg. Ann. Bd. XLVII, S. 415. 1839.*

ein Regnier'scher Dynamometer eingeschaltet. Flache Anker gaben sehr unregelmässige Resultate. Beim Abreissen eines abgerundeten Ankers erhielt man:

Verhältniss der Stromintensitäten.	Verhältniss der Tragkräfte.
1,39	1,27
1,27	1,46
1,49	1,55
1,94	2,31
5,13	6,75

Als Lenz und Jacobi ein Hufeisen von einem anderen festen abrissen, und die Tragkräfte ohne Zwischenschaltung des Dynamometers durch Ablesung der Einstellung des Laufgewichtes auf dem einarmigen Hebel direct beobachteten, fanden sie das Verhältniss der Tragkräfte T und T_I und der Intensitäten I und I_I der die Hufeisen magnetisirenden Ströme:

1. Beide Hufeisen magnetisirt,

$$I : I_I = 1 : 2{,}6. \qquad T : T_I = 1 : 1{,}4.$$

2. Nur das feste Hufeisen magnetisirt,

$$I : I_I = 1 : 2{,}4. \qquad T : T_I = 1 : 1{,}5.$$

Mittelst eines Hufeisens von 1″ dicken und 6″ langen Schenkeln und eines flachen Ankers fand Dub [1]) analog die Tragkräfte T bei den Intensitäten I.:

I	T	$\frac{T}{I}$ const.
52,4	11,4 Pfund	219
70	14,5	207
105	24	228
140,6	34,3	244
176,3	53,6	304
212,6	68	320

Es nehmen also die Tragkräfte etwas schneller zu als die Intensitäten der magnetisirenden Ströme, indess doch nicht, wie man eigentlich erwarten sollte, proportional dem Quadrat der Intensitäten.

Bei Anwendung stärkerer Ströme nähert sich die Tragkraft indess sehr bald einem Maximum.

Auch Poggendorff [2]) fand das gleiche Resultat. So betrugen u. A. die relativen Tragkräfte T bei den Intensitäten I:

---

[1]) Dub, Pogg. Ann. Bd. LXXXVI, S. 553. 1852;* Elektromagn. S. 141;* vergl. auch Robinson, Instit. 1855. p. 344. — [2]) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. LXXXV. S. 148. 1852.*

$I = 1$	2,375	5,07	7,378	10,350
$T = 1$	2,00	2,61	2,851	3,149

Bei geringen Stromstärken ist also auch hier der Anwachs der Tragkräfte grösser, als bei grösseren.

Dasselbe Resultat fand auch Müller[1]), indem er von einem mit seinen Schenkeln nach unten gekehrten Hufeisenelektromagnet einen Anker durch Gewichte abriss, welche auf eine an den Anker gehängte Wagschale gelegt wurden.

Bei Anwendung verschiedener Spiralen und Hufeisen I., II., III. von 10^{mm} und IV., V., VI. von $6,5^{mm}$ Durchmesser, und Schenkeln I. und IV., II. und V., III. und VI. von 16,5, 8,5 und 5 Centimeter Länge, und Magnetisirung der Schenkel durch Spiralen von verschiedener Windungszahl ergab sich u. A. die Tragkrsft T bei verschiedenen magnetisirenden Kräften k (Product aus Anzahl der Windungen in die Stromintensität):

Hufeisen I.	$k = 22$	53	87	117
	$T = 7100$	8500	9800	10400
„ V.	$k = 30$	60	80	109
	$T = 3200$	4700	5100	5400

Der Grund dieser Annäherung der Tragkräfte an ein Maximum mit wachsender magnetisirender Kraft ist dadurch begründet, dass sich der Magnetismus des Eisens dabei gleichfalls einem Maximum nähert. Dieses Maximum muss aber in einem in sich geschlossenen System von Eisen, in welchem die Wirkung der Theilchen des Eisens auf einander die Einstellung befördert, viel schneller eintreten, als in einem nicht geschlossenen System, wie z. B. bei zwei mit den Enden an einander gelegten Stäben. Das Maximum der Tragkraft wird daher bei wachsender magnetisirender Kraft bei hnfeisenförmigen Elektromagneten viel schneller erreicht, als bei geraden.

355 Werden zwischen den Magnet und Anker einige Papierblätter gelegt, so tritt diese Sättigung nicht so schnell ein, der Magnetismus wächst schneller mit den magnetisirenden Kräften und die Anziehung ist innerhalb gewisser Grenzen proportional dem Quadrate der magnetisirenden Kräfte, namentlich bei Anwendung von dickeren Hufeisen. Nur bei stärkeren magnetisirenden Kräften beobachtet man eine Annäherung an das Maximnm.

So waren bei den Intensitäten I die Anziehungen A der von Lenz und Jacobi benutzten Hufeisen (§. 354), als zwischen sie $^1/_{16}''$ dicke Holzscheiben gelegt wurden:

---

[1]) Müller, Fortschritte S. 528;* Vergl. auch Oersted, Pogg. Ann. Bd. LXXV, S. 447 Anm. 1848.*

Nur das feste Hufeisen magnetisirt.

I	1,507	2,717	3,554	3,711	4,258
A	6,0	18,9	32,2	33,0	42,3
$\frac{A}{I^2}$	2,64	2,56	2,48	2,40	2,33

Bei stärkeren Strömen zeigt sich auch hier schon eine Annäherung an das Maximum.

Dub[1]) hat bei Anwendung von dickeren Hufeisen das oben ausgesprochene Gesetz innerhalb ziemlich weiter Grenzen bestätigt gefunden.

Die Maguete bestanden aus einem horizontalen viereckigen Eisenstab, auf welchen in einer Entfernnng von $1/2''$. Eisenstäbe senkrecht aufgeschraubt werden konnten. Der Anker, ein wohl abgedrehter runder Eisenstab, trug genau in der Mitte zwischen den beiden Polen des Magnetes einen Haken, vermittelst dessen er an den §. 336 beschriebenen Abreissapparat angehängt wurde. Hierdurch wurde bewirkt, dass die beiden Seiten des Ankers sich von beiden Polen wenigstens einigermaassen gleichzeitig trennten. Zwischen den Anker und die Magnetpole wurde ein Stück sehr starken und glatten Bristolpapiers gelegt.

Es ergab sich u. A. die Anziehung A:

1. Bei gleich bleibender Windungszahl der magnetisirenden Spiralen:

Verhältniss der Stromintensitäten.	Länge der Schenkel des Magnetes 6″. Dicke 2″	$1\frac{1}{2}''$	1″	½″
	A	A	A	A
1	0,8 Pfund	0,72	0,4	0,18
2	3,4	2,8	1,4	0,75
3	8	6,4	3,7	1,7
4	13,2	11,3	6,8	3
5	20	17	10,4	4,3
6	31	24	15	5,8
7	41	34	20	6,4
8	53	45	26	7,6

Analoge Resultate gaben andere Beobachtungsreihen.

2. Bei verschiedener Anzahl der Windungen W. Schenkel des Hufeisens 6″ lang, 1″ dick. Die Anker waren Cylinder von gleichem Durchmesser wie die Schenkel des Magnetes:

	$I = 3$		4	6	8	12
$W = 312$	$A = 1$ Pfund		2	4,4	8,4	18
$W = 156$	$A = 0,24$		0,5	1,1	2,2	4,6

[1]) Dub, Pogg. Ann. Bd. LXXXVI, S. 542. 1852.*

Ganz dasselbe Verhalten zeigte ein aus einem Stück Eisen gebogener Hufeisenelektromagnet.

Es verhalten sich also die Anziehungen wie das Quadrat der Stromintensität, multiplicirt mit dem Quadrat der Windungszahl.

356 Wenn in einem mit seinem Anker geschlossenen hufeisenförmigen Elektromagnet mit wachsender magnetisirender Kraft das magnetische Moment der einzelnen Theilchen in der Richtung der magnetisirenden Kraft schneller einem Maximum sich nähert, als bei einem nicht geschlossenen Magnet, so ist es selbstverständlich, dass, falls nicht alle Theilchen gleiches Moment besitzen, und daher das Hufeisen freien Magnetismus nach aussen zeigt, auch dieser in dem geschlossenen Magnet schneller dem Maximum sich nähert, als in dem nicht geschlossenen. — Dies zeigt auch u. A. ein Versuch von Dub[1]), bei dem er nach der Methode von Koosen (§. 271) einen Strom durch eine Tangentenboussole und die Spirale eines $\frac{1}{2}''$ starken Hufeisenelektromagnetes leitete, und den letzteren in der Ostwestebene der Boussole näherte, bis die Nadel derselben auf Null stand. Wurde die Intensität des Stromes auf das Vierfache gesteigert, so wich die Nadel, als das Hufeisen ohne Anker verwendet wurde, nur um 3°, als es mit dem Anker geschlossen benutzt wurde, um 10° aus. — Ein Hufeisen von 1" Dicke zeigte diese Annäherung an das Maximum nicht.

Wegen dieser schnelleren Annäherung des Magnetismus der geschlossenen Magnete an das Maximum muss man bei der Untersuchung des Einflusses der Gestalt dieser Magnete auf ihr Verhalten stets nur schwache magnetisirende Kräfte oder dickere Magnete verwenden.

b. Einfluss der Lage der Magnetisirungsspiralen.

357 Da in einem geschlossenen Eisenkreise die gegenseitige Richtung der magnetischen Moleküle unter einander viel vollständiger geschieht, wie in einem an einer Stelle unterbrochenen, so wird die Vertheilung des Magnetismus in ersterem bei verschiedener Lage der magnetisirenden Spiralen sich an allen Stellen ziemlich gleich gestalten und so die zum Zerreissen des geschlossenen Kreises an der einen oder anderen Stelle erforderliche Kraft weniger variiren. So haben schon dal Negro und auch Müller gefunden, dass die Lage der Magnetisirungsspiralen auf den Schenkeln des Elektromagnetes auf die Anziehung und Tragkraft desselben gegen seinen Anker nahezu ohne Einfluss ist[2]).

Dasselbe zeigt auch indirect der folgende Versuch von Dove[3]). Umwindet man die beiden Schenkel eines geöffneten Elektromagnetes mit gleich viel Windungen von dickem Drath, durch welche man einen Strom leitet, und schiebt auf dieselben zwei gleiche Inductionsspiralen, welche entgegenge-

[1]) Dub, Pogg. Ann. Bd. XC, S. 440. 1853.* — [2]) Auch Ritchie, Phil. Mag. [3] T. X, p. 57. 1837.* — [3]) Dove, Pogg. Ann. Bd. XLIII, S. 516. 1838.*

setzt mit einander verbunden sind, so hebt sich beim Oeffnen des inducirenden Stromes im dickeren Drath die Wirkung des in ihnen inducirten Stromes auf ein Galvanometer völlig auf, wenn sie beide auf zwei einander entsprechende Stellen der beiden Schenkel des Hufeisens geschoben sind. Sobald aber die eine mehr nach der Biegung desselben hingeschoben wird, überwiegt ihre Wirkung, da nun das magnetische Moment der unter ihr liegenden Moleküle des Hufeisens grösser ist. Wird aber der Magnet als Anker auf einen zweiten starken Elektromagnet gesetzt, der diesen erregende Strom geöffnet und hierdurch in den Spiralen ein Strom inducirt, so ist die Lage derselben ohne Einfluss auf die Intensität des Inductionsstromes.

Indess nimmt doch die Tragkraft und Anziehung der Hufeisenmagnete ein wenig zu, wenn die Magnetisirungsspirale den Polflächen genähert wird.

So wurde von Dub [1]) die Anziehung A und Tragkraft T an 4 Hufeisen gegen einen Anker bei Zwischenlegung eines Blattes Papier geprüft, als auf ihre Schenkel eine Anzahl kurzer, $1^3/_4''$ langer Spiralen von je 56 Windungen geschoben und nun der Strom durch die den Polflächen zunächst liegenden Spiralen oder auch zugleich durch sie und die ihnen benachbarten Spiralen nebeneinander in solcher Intensität geleitet wurde, dass stets das Product der Intensität I in die jedesmalige Zahl der Windungen W constant blieb. So fand sich:

Schenkel des Magnetes:	6″ lang, 1″ dick	6″ l., 2″ d.	12″ l., 1″ d.	12″ l., 2″ d.	12″ l., 1″ d.
$W = 672$	$A = -$	$A = -$	$A = 1{,}8$	$A = 6{,}2$	$T = 7$ Pfd.
336	2 Pfd.	6,2	2,2	6,4	8,8
224	2,3	7,1	2,4	7,2	10,2
112	2,7	7,8	2,7	8	14

Aehnliche Resultate ergaben sich, als auf die Schenkel von Hufeisenmagneten kurze Spiralen geschoben, und auf immer kleinere Entfernungen e den Polen genähert wurden. So waren u. A. die Tragkräfte T und Anziehungen A:

1) bei einem Hufeisen mit 12″ langen, 2″ dicken Schenkeln. Spiralen $3^3/_4''$ lang mit je 56 Windungen:

e	10″	8	6	4	2	$^1/_2$
T	13	13	14	14,5	15	16 Pfd.

2) bei einem Hufeisen mit 12″ langen, 1″ dicken Schenkeln. Spiralen $3^1/_2''$ lang. Abstand des Ankers vom Magnet $^1/_{16}''$.

e	$6^1/_2$	$4^3/_4$	3	$1^1/_4$	$^1/_2$
A	0,84	0,87	1	1,08	1,12 Pfd.

[1]) Dub, Pogg. Ann. Bd. XC, S. 446. 1853;* Elektromagn. S. 168. 302.*

c. Einfluss der Härte des Eisens und Stahls.

358 Die Tragkraft und Anziehung der Hufeisenmagnete von Stahl und weichem Eisen ist in manchen Beziehungen verschieden. Dies zeigen die folgenden Versuche von Poggendorff [1]). Er bestimmte die Tragkraft von zwei Hufeisen von Eisen und Stahl von gleichen Dimensionen für einen Anker von weichem Eisen, sowohl während der magnetisirende Strom wirkte (totale Tragkraft t), als auch nach Oeffnung desselben (remanente Tragkraft r), als auch nach Abreissen des Ankers und beim Wiederanlegen desselben (die dem permanenten Magnetismus entsprechende permanente Tragkraft p), so ergab sich:

	Ungehärteter Stahl			Weiches Eisen		
Stromintensität	t	r	p	t	r	p
1	60¼ Unzen	37½	35½	100½	57½	8
3	129	83	39½	213	93¾	8
6	233	127½	45½	326	102¼	8
8	277	133	48	353	110¼	8
9	301	133	48	357	107½	8

Die totale Tragkraft des weichen Eisens ist also bei gleicher Stromintensität bedeutender als die des Stahls. — Analog verhalten sich weiches unkrystallinisches und hartes brüchiges Eisen [2]).

Dagegen ist die remanente Tragkraft nach Aufhebung des magnetisirenden Stromes beim ungehärteten Stahl grösser als beim weichen Eisen. Sie wächst langsamer als die totale Tragkraft. Nach Abzug der permanenten Tragkraft bleibt indess für die remanente Tragkraft eine geringere Grösse beim ersteren übrig.

Dieses Resultat ist daraus erklärlich, dass bei der Einwirkung des magnetisirenden Stromes die leichter beweglichen Theile des Eisens viel stärker in ihre magnetischen Lagen gerichtet werden, als die des Stahls. Beim Aufheben des magnetisirenden Stromes und auch beim Abreissen des Ankers kehren die magnetisch gerichteten Moleküle beim Stahl viel weniger in ihre ursprüngliche Gleichgewichtslage zurück als beim Eisen; daher bei ersterem bei stärkeren Strömen die permanente Tragkraft grösser sein muss als bei letzterem.

Die remanente Tragkraft nach Abzug der permanenten ($r - p$) ist beim Stahl kleiner als beim Eisen, da die gegenseitige Wechselwirkung die magnetischen Theilchen des Stahls aus ihrer durch die ursprüngliche Magnetisirung ihnen ertheilten permanenten Lage viel weniger entfernen kann, als die leichter beweglichen Theilchen des Eisens.

---

[1]) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. LXXXV, S. 153. 1852.* — [2]) Ritchie, Phil. Trans. 1833. T. II, p. 318.*

d. Einfluss der Entfernung des Ankers vom Magnet.

Mit wachsender Entfernung des Ankers vom Magnet nimmt die An- 359
ziehung sowohl der hufeisenförmigen Elektromagnete wie der Stahlmagnete sehr schnell ab. Nach Barral [1]) sollte diese Abnahme bei der Anziehung der Anker durch Elektromagnete nach dem Gesetz einer logarithmischen Curve stattfinden, so dass $A = \frac{B}{C + D^x}$ wäre, wo B, C, D Constante, x der Abstand vom Anker und Magnet. Dieses Gesetz dürfte kaum allgemeine Gültigkeit haben.

Bei Stahlmagneten hat Cramer [2]) die Abnahme der Anziehung mit der Entfernung bestimmt. Er riss je zwei Stahlmagnete I. und II. von 104 und 224 Loth Tragkraft von einander, sowie einen Anker von zwei Stahlmagneten III. nnd IV. von 668 und 80 Loth Tragkraft vermittelst einer Brückenwage ab, indem er zwischen dieselben verschiedene Zahlen von Papierblättern von $^1/_{46}$ engl. Linie Dicke zwischenschaltete. Er fand u. A.

Entfernung in Papierdicken	I.	II.	III.	IV.
1	44 Loth	148	475	32
3	16	84	267	14
5	$8^1/_2$	54	184	$8^1/_2$
7	$5^5/_8$	40	130	$5^1/_4$
9	4	31	103	$3^1/_4$
11	3	25	84	$2^1/_2$
13	$2^1/_2$	$20^5/_8$	70	$1^5/_8$
15	2	$18^1/_8$	60	$1^1/_8$
21	—	$13^3/_8$	$39^1/_4$	—
23	—	$12^3/_8$	35	—
46	—	$6^1/_2$	$13^1/_2$	—

Dabei zeigt sich ein bemerkenswerther Unterschied zwischen dem 360
Verhalten von hufeisenförmigen Elektromagneten von Eisen und den permanenten Stahlmagneten.

Während die Einwirkung eines geraden elektromagnetischen Eisenstabes nnd eines Stahlstabes von gleichen Dimensionen und gleichem Moment auf eine beiden Stäben in verschiedenen Entfernungen gegenübergestellte Magnetnadel völlig gleich ist, sobald nur diese Entfernnng so gross ist, dass die Nadel nicht mittelst ihres Magnetismns die Vertheilung des Magnetismus im Magnet ändern kann, zeigen Hufeisen von

[1]) Barral, Compt. rend. T. XXV, p. 757. 1847.* — [2]) Cramer, Pogg. Ann. Bd. LII, S. 298. 1841.*

permanent magnetisirtem Stahl und temporär magnetisirtem Eisen, welche ihren Anker in einiger Entfernung gleich stark anziehen, bei unmittelbarem Anlegen desselben eine sehr verschiedene Tragkraft. Es ist die Tragkraft des Eisens viel bedeutender [1]).

Einige Versuche von Dub [2]) zeigen dieses Verhalten. Ein hufeisenförmiger Elektromagnet 17″ lang, 1″ dick, dessen Schenkel 5″ von einander standen, wurde so stark erregt, dass seine Tragkraft gleich der eines hufeisenförmigen Stahlmagnetes war, und dann die Anziehung in verschiedenen Entfernungen geprüft. Es ergab sich bei Vergleichung des Elektromagnetes mit zwei Stahlmagneten I. und II., die aus je einer Lamelle resp. von 11″ Länge, $^7/_8$″ Breite, $^1/_2$″ Dicke (Abstand der Schenkel 3″), und von 20″ Länge, $1^1/_2$″ Breite $^5/_8$″ Dicke (Abstand der Schenkel 5″) bestanden:

	Stahlmagnet I.	Elektromagnet	Stahlmagnet II.	Elektromagnet
Tragkraft	3,7	3,7	1,8	1,8
Anziehung b. Entfernung von einer Papierdicke	1	0,75	—	—
„ zwei „	0,44	0,36	3,55	3,23
„ vier „	—	—	1,95	1,3
„ $^1/_8$ Zoll	—	—	0,25	0,088

Der Grund dieser Erscheinungen liegt nur darin, dass durch die magnetische Rückwirkung des Ankers die Theilchen des Eisens viel stärker in die magnetischen Lagen gezogen werden, als die schwerer beweglichen Theilchen des Stahls, und so die Anziehung bei ersterem mit der Annäherung des Ankers viel stärker zunimmt als bei letzterem. — Vgl. auch die §. 350 beschriebenen Versuche.

e. Einfluss der Dicke der Hufeisenelektromagnete und Anker.

361 Dub [3]) hat hierüber verschiedene Versuche mit Elektromagneten angestellt, welche aus einem parallelepipedischen Eisenstück bestehen, auf welches verschieden lange und dicke Eisenstäbe als Schenkel in verschiedenen Entfernungen von einander aufgesetzt werden. Bei denselben muss die Bodenplatte und der Anker denselben Querschnitt besitzen wie die Schenkel, da sich sonst die Vertheilung des Magnetismus für die verschiedenen Versuche ganz verschieden gestaltet.

---

[1]) Ritchie, Phil. Trans. 1833. Vol. II, p. 318;* auch Joule, Phil. Mag. [4] T. II, p. 308. 1851* — [2]) Dub, Elektromagn. S. 362;* vergl. auch Rainey, Phil. Mag. T. IX, p. 72.* — [3]) Dub, Pogg. Ann. Bd. XC, S. 442. 1853;* Elektromagn. S. 232.*

Es ergab sich u. A. bei Anwendung von Strömen von gleicher Intensität bei Hufeisen mit 6″ langen Schenkeln die Anziehung A in einem Abstande von etwa $^1/_{16}$ Zoll:

Dicke der Schenkel:	$^1/_2$″	1″	$1^1/_2$″	2″
Intensität = 176	A = 0,45 Pfd.	0,7	1,1	1,6
= 249	A = 0,9	1,4	2	3

Wurden an einen cylindrischen Eisenstab beiderseitig Eisenkugeln geschraubt, und das so vorgerichtete System als Anker zweier Hufeisenelektromagnete von 12 Zoll Länge und von verschiedenem Durchmesser gebraucht, so ergab sich bei gleicher Stromintensität ohne zwischengelegtes Papier:

Durchmesser	A	2″	1″
Tragkraft	T	8,4 Pfd.	4,6

Bei Beseitignng störender Einflüsse ist also die Tragkraft und Anziehung der Hufeisenelektromagnete innerhalb gewisser Grenzen ihrem Durchmesser proportional.

Dieses Gesetz folgt auch aus dem §. 293 ausgesprochenen Resultat, dass das magnetische Moment offener Magnete der Quadratwurzel ihres Durchmessers entspricht. Die Tragkraft und Anziehung muss dann nach Abzug der störenden Einflüsse dem Quadrat dieses Werthes, d. i. dem Durchmesser selbst proportional sein.

Bei gleicher Zahl der Drathwindungen soll ein Hufeisen von parallelepipedischem Querschnitt viel (18mal) weniger Tragkraft durch denselben Strom erhalten, als ein gleich langes und schweres, gleich gebogenes Hufeisen von kreisförmigem Querschnitt [1]).

f. Einfluss der Länge der Schenkel des Hufeisens.

Schon nach den §. 351 mitgetheilten Resultaten von Lenz und Jacobi würde sich ergeben, dass die Länge der Schenkel eines hufeisenförmigen Elektromagnetes auf seinen Magnetismus, also auch auf seine Anziehung und Tragkraft ohne Einfluss ist, wenn bei gleicher magnetisirender Kraft die Schenkel ihrer ganzen Länge nach mit den Magnetisirungsspiralen umgeben sind. 362

Dieser Satz wird durch Versuche von Müller, Nicklès und Dub bestätigt.

So fand u. A. Müller bei seinen §. 354 citirten Versuchen:

---

[1]) Dal Negro, Pogg. Ann. Bd. XXIX, S. 471. 1833.*

Länge der Schenkel	16,5 Ctm.	8,5 Ctm.	5 Ctm.
Länge der Magnetisirungsspirale	14	6,8	3,4
Tragkraft bei gleicher magnetisirender Kraft	7100	7200	7400

Auch Nicklès [1]) hat ähnliche Resultate erhalten. Zwei hufeisenförmige Elektromagnete I. und II. von 40 und 80 Centimeter Länge wurden mit denselben Magnetisirungsspiralen umgeben. Bei drei Intensitäten I der magnetisirenden Ströme war ihre Tragkraft T im Mittel:

	$I =$	4,33	7,67	12,33
I.	$T =$	5200 Grm.	7550 Grm.	10760 Grm.
II.	$T =$	5150	7500	10795

Ebenso fand Dub [2]), als er verschieden lange Eisenstäbe als Schenkel auf ein Querstück von Eisen setzte und die Magnetisirungsspirale stets über deren ganze Länge ausbreitete, die Stromintensität aber so regulirte, dass die gesammte magnetisirende Kraft dieselbe blieb, die Anziehung A bei $^1/_{10}''$ Entfernung gegen einen Anker:

Schenkel	1″ dick	2″ dick
Länge der Schenkel	A	A
4″	2,2 Pfd.	— Pfd.
6″	2,1	5,8
9″	2,2	—
12″	2,1	5,6

Da indess, wenn die Magnetisirungsspirale bei gleicher magnetisirender Kraft die kürzeren Schenkel eines Hufeisenmagnetes bedeckt, die gerade unter ihr befindlichen Theile des Eisens einer stärkeren Einwirkung unterliegen, als wenn dieselbe Spirale längere Schenkel bedeckt, so erreicht in ersterem Falle der Magnetismus des Eisens in den Schenkeln schneller ein Maximum, und deshalb kann bei stärkeren magnetisirenden Kräften die Tragkraft und Anziehung der Elektromagnete mit längeren Schenkeln unter sonst gleichen Verhältnissen grösser erscheinen als die der kürzeren.

Der nach dem Oeffnen des magnetisirenden Stromes zurückbleibende remanente Magnetismus der Hufeisenelektromagnete nimmt nach Ritchie [3]) mit ihrer Länge zu. Während der Anker eines Hufeisens von $^1/_2$ Fuss Länge beim Oeffnen des Stromes sogleich abfiel, blieben dabei die Anker

---

1) Nicklès, Ann. de Chim. et de Phys. T. XXXVII, p. 402. 1853.* — 2) Dub, Pogg. Ann. Bd. XC, S. 453. 1853.* — 3) Ritchie l. c.; Pogg. Ann. Bd. XXIX, S. 464.*

von Hufeisen von 1 und 4 Fuss Länge, welche während der Stromwirkung etwa dieselbe Tragkraft besassen, wie jenes, an denselben haften.

Aeltere Versuche von dal Negro (§. 353) gaben kein einfaches Resultat, wohl wegen Mangel au einer gehörigen Beobachtungsmethode. — Ebenso sind die Resultate von Ritchie[1]) wohl nicht ganz zuverlässig, nach denen die Tragkraft zweier gleich dicker Hufeisen, deren Länge mit aufgelegtem Anker 1 und 4 Fuss betrug, bei gleicher Drathumwickelung und Anwendnng gleicher magnetisirender Ströme bei schwachen Strömen sich verhalten soll wie 2 : 1, also umgekehrt wie die Quadratwurzeln der Längen. Bei stärkeren Strömen sollte sich die Tragkraft des längeren Hufeisens dem des kürzeren nähern.

Auch andere Versuche von Joule[2]), angestellt mit seinen §. 246 beschriebenen Elektromagneten, mit Hufeisenelektromagneten von kürzeren oder längeren, dickeren oder dünneren Eisenstäben, Dräthen, nach denen das Maximum der Tragkraft dem Quadratinhalt des kleinsten Querschnittes der Magnete entspricht, dürften dies Resultat wohl nicht genügend beweisen.

g. Einfluss des Abstandes der Schenkel oder Pole des Hufeisens.

Als Dub l. c. dieselben senkrechten Eisenstäbe auf verschieden langen 363
Querstücken von Eisen (von $2^1/_2''$ bis $5^1/_4''$ Länge) befestigte, und von ihnen den Anker sowohl bei unmittelbarer Berührung, als bei Zwischenlegung eines $^1/_8''$ dicken Brettchens abriss, ergab sich, dass die Anziehung wie die Tragkraft bei jeder beliebigen Entfernung, aber bei gleicher Länge der Schenkel dieselbe bleibt.

Indess gilt dieser Satz erst von einer gewissen Entfernung der Schenkel an, wie schon dal Negro[3]) beobachtete, dass, wenn die Schenkel seiner Magnete weiter als 1 pariser Zoll von einander entfernt waren, die Tragkraft etwa um $^1/_{16}$ zunähme. Dasselbe zeigen einige Versuche von Nicklès[4]). Als Nicklès auf eine Eisenstange zwei mit Kupferdrath umwundene Schenkel stellte, welche so gebogen waren, dass ihre Pole einander berühren konnten, und von denen der eine fest stand, der andere diesem festen Schenkel genähert werden konnte, ergab sich die Tragkraft bei vier verschiedenen Intensitäten des magnetisirenden Stromes:

Abstand der Pole	$I_1 = 5$	$I_2 = 10$	$I_3 = 17$	$I_4 = 45$
0,05mm	5	10	22	52
0,25	8	14,5	23	55
0,45	10	16	25,5	58,5
1,20	9	18	27	65
2,20	7	18	27	66
2,80	5	18	27	66

1) Ritchie, Phil. Trans. 1833, Vol. II; Pogg. Ann. Bd. XXIX, S. 464 u. Bd. XXXII, S. 534. — 2) Joule Sturgeon's Annals of Electr. T. V, p. 187 u. 471. — 3) Dal Negro l. c. — 4) Nicklès, Compt. rend. T. XXXIX, p. 635. 1854; Electro-aimants. p. 95 u. folgde.

Es ist klar, dass bei diesen Versuchen bei sehr grosser Nähe der Schenkel die Vertheilung des Magnetismus in ihnen geändert wird, die freien Magnetismen von den Polflächen mehr nach den einander gegenüber stehenden Seiten des Schenkels sich hinwenden, und so die Anziehung der Polflächen selbst gegen den aufgelegten Anker geringer wird. Bei etwas weiterer Entfernung der Schenkel nimmt die Tragkraft zu, bei noch weiterer, namentlich bei schwachen Strömen, aber wieder ab, da die von dem einen Pol auf die magnetischen Moleküle des Ankers ausgehende Wirkung dann sich nur schwach bis zum anderen Pol erstreckt, also beide Pole ihre Wirkung gegenseitig an den Berührungsstellen des Magnetes und Ankers nicht mehr bedeutend verstärken können.

h. Einfluss der Berührungsfläche.

364 Dieselben Wirkungen, wie auf die Tragkraft und Anziehung geradliniger Elektromagnete übt auch die Veränderung der Berührungsfläche auf dieselben Verhältnisse bei hufeisenförmigen Elektromagneten und Stahlmagneten aus. Genauere Untersuchungen sind indess hierüber nicht angestellt. Sie würden auch kaum zu allgemeineren Resultaten führen, da sich die Aenderung der Vertheilung der magnetischen Momente nicht vollständig übersehen lässt. — Dass die Tragkraft mit Verkleinerung der Berührungsfläche bis zu einem gewissen Grade zunimmt, ist eine alte Erfahrung. Deshalb schärft man auch gewöhnlich die Fläche der an die Polflächen von Stahlmagneten gelegten Anker zu einer Kante zu oder rundet sie ab, damit die Tragkraft grösser werde.

Die übrigen in Betreff der Tragkraft der Elektromagnete aufgestellten Sätze dürften kaum eine allgemeinere Gültigkeit haben, so auch der Satz von Barral[1]), nach welchem mit dem Gewicht des Ankers die Tragkraft bis zu einem Maximum wächst, welches erreicht wird, wenn Anker und Magnet gleich schwer sind. Eben dasselbe Verhältniss sollte sich ergeben, wenn bei gleichbleibendem Anker das Gewicht des Magnetes geändert wird.

365 Die permanente Tragkraft p hufeisenförmiger Stahlmagnete von verschiedenen Gewichten P von $^1/_{120}$ Loth bis zu 40 Pfund drückt Häcker[2]) durch dieselbe Formel, wie die der geradlinigen Magnete

$$p = a\sqrt[3]{P^2}$$

aus, wo a eine Constante.

Bei Häcker's Versuchen, bei welchen der Magnet fest aufgehängt war, so dass seine Polflächen nach unten gekehrt in einer Horizontalebene lagen, betrug die Tragkraft der Magnete:

---

[1]) Barral, Compt. rend. T. XXV, p. 757. 1847. — [2]) Häcker, Pogg. Ann. Bd. LVII, S. 321. 1842.*

Gewicht	$^1/_{120}$ Loth	$^1/_{16}$	$4^1/_4$ Pfd.	12	20	40
Tragkraft....	$^{50}/_{32}$ Loth	7 Loth	32 Pfd.	65	100	150

Hiernach wäre für diese Magnete wie bei den geradlinigen Magneten $log\, a = 1,60$ im Mittel.

Die Tragkraft soll hiernach im Verhältniss der dritten Wurzeln des Quadrats der Massen der Magnete stehen. Der Werth a ändert sich nach der Stahlsorte, welche zu den Magneten gebraucht wird. Die Form der Magnete soll nicht viel Einfluss haben. — Beim Zusammenlegen von 5 Lamellen zu einem Magnet ergab sich gleichfalls die Tragkraft des letzteren nach der obigen Formel, so dass offenbar die Tragkraft nicht der Summe der Tragkräfte der einzelnen Lamellen entspricht.

Die paracircularen Magnete fallen ganz in die Kategorie der geradlinigen Magnete, oder, wenn sie aus mehreren auf dieselbe Axe geschobenen Scheiben bestehen, in die der Hufeisenmagnete. 366

Legt man an die verschiedenen Punkte der Ränder der Scheiben von circularen Magneten Eisenmassen, so zeigen sich einige leicht erklärliche Abweichungen. Besteht ein solcher Magnet aus zwei Eisenscheiben, die durch einen mit einer Spirale umgebenen Eisenstab verbunden sind, und legt man parallel dem Eisenstab seitlich an die Peripherie beider Scheiben einen Stab als Anker an, so wird nicht nur dieser getragen, sondern auch an anderen Stellen der Peripherie kann man andere Stäbe als Anker anlegen, die gleichfalls noch gehalten werden. Indess nimmt die gesammte Tragkraft nicht proportional der Zahl der Anker zu, sondern ist bei zwei Ankern etwa nur $1^1/_2$ mal so gross, wie bei einem.

Wendet man einen Radmagnet mit drei Scheiben an, so erhält man die grössere Tragkraft, wenn die beiden zwischen den Scheiben befindlichen Magnetisirungsspiralen im gleichen Sinne von den Strömen durchflossen sind. Bei gleicher Eisenmasse und derselben magnetisirenden Kraft ist die Tragkraft indess bei Anwendung von nur zwei Scheiben grösser.

Bei einem solchen Magnet, dessen Scheiben:

a.	0,09 Meter Durchmesser,	0,009 Meter Dicke und	450	Grm. Gew.
b.	0,06 „ „	0,009 „ „ „	195	„ „
c.	0,09 „ „	0,018 „ „ „	900	„ „

hatten, betrugen die Tragkräfte gegen einen cylindrischen Stab bei gleichen Stromintensitäten I

	I_1	I_2	I_3	I_4
a.	6 Kilogr.	$8^1/_2$	9	9
b.	9	9	11	12 bis 13
c.	9 bis 10	13 bis 14	14	14 bis 15

Es wächst also die Tragkraft einmal mit der wachsenden Masse der Scheiben, sodann mit Verminderung ihres Durchmessers; im ersten Falle,

weil die schwereren Magnete dem Anker eine grössere Berührungsfläche darboten, im zweiten, weil sich die Magnetisirung auf wenigere Punkte des Umfanges der Scheiben verbreitete, welche überdies dem magnetisirten Kerne näher lagen, so dass jedes einzelne Theilchen an der Peripherie der kleineren Scheiben stärker in die magnetische Lage gerichtet werden konnte. — Werden die Scheiben in der Nähe des Kerns bei unveränder-tem Rande dünner gemacht, so vermindert sich dadurch ihre Tragkraft nicht.

Steckt man auf denselben Kern zwei verschiedene Scheiben und untersucht ihre Tragkraft einzeln, so zeigt die kleinere und dünnere Scheibe die grössere Tragkraft, da bei dieser die einzelnen Punkte der Ränder stärker magnetisirt sind.

Sind die Scheiben verschieden weit von einander entfernt auf den stets mit derselben Magnetisirungsspirale umgebenen Eisenkern aufgeschoben, so nimmt die Tragkraft mit ihrer Entfernung von einander erst zu, dann ab, wie bei den gewöhnlichen Hufeisenmagneten. So ergab sich die Tragkraft u. A. bei zwei Scheiben von 9 Centimeter Durchmesser und 2 Centimeter Dicke, die in der Mitte auf 8 Millimeter Dicke ausgehöhlt und auf eine 35 Millimeter dicke Axe aufgeschoben waren, bei zwei Intensitäten I und I_1 des die Spirale durchfliessenden Stromes [1]:

Abstand der Ränder der Scheiben.	I	I_1
0	1	$1^1/_2$
Papierdicke	3	5
1^{mm}	5	10
2	9	12 bis 13
10	9	15
14	7	15

367 Bei einem Dreizackmagnet, dessen äussere beide Schenkel eine entgegengesetzte Polarität hatten, wie der mittlere, ergab sich nach Nicklès [2] die Tragkraft A_m des mittleren Poles, die Tragkraft A_{ma} des mittleren und eines äusseren Poles, endlich die Tragkraft A_{ama} aller drei durch einen parallelepipedischen Anker verbundener Pole bei verschiedenen Intensitäten I der magnetisirenden Ströme:

I	A_m	A_{ma}	A_{ama}
1188	3 Kilogr.	80	130
1041	2	68	120
263	—	6	15
203	—	3	4

[1]) Nicklès, Electro-aimants p. 169.* — [2]) Nicklès, Electro-aimants p. 108.*

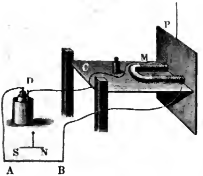
Mit der Gestalt der Anker ändert sich das Verhältniss der drei verschiedenen Tragkräfte.

V. Magnetische Reibung.

Die magnetische Anziehung eines Magnetes oder Elektromagnetes 368
gegen seinen Anker bedingt auch, dass, wenn man den Anker von dem Magnet seitlich abschieben will, die dazu erforderliche Kraft grösser ist, als ohne die Magnetisirung des Magnetes.

Weber[1]) hat diese „magnetische Reibung" untersucht, indem er auf dem einen Ende eines um eine horizontale Axe beweglichen Brettes *C* einen hufeisenförmigen Elektromagnet *M* befestigte und vor den Polen desselben eine Eisenplatte *P* als Anker an einem Faden aufhängte (Fig. 184). Der Strom eines Daniell'schen Elementes *D* wurde durch einen horizontalen, in der Richtung des magnetischen Meridians liegenden Drath *AB* geleitet, über dem eine Magnetnadel *NS* stand, und dann durch die Drathwindungen des Elektromagnets. Derselbe zog dadurch die Platte *P* an. Das Brett *C* wurde nun mit Gewichten belastet, bis es niedersank. Sodann wurde an das Brett nahe bei dem Hufeisen ein Faden angeknüpft, dieser vertical zum einen Ende eines oberhalb befindlichen Wagebalkens geführt, und auf die am andern Ende desselben hängende Schale ein Gewicht gelegt, welches das Brett mit dem Hufeisen und der auf ihm stehenden Last gerade aequilibrirte. Dieses Gewicht ist ein Maass für die magnetische Reibung.

Fig. 184.



Bei einem Strom von solcher Stärke, dass ein 14,7^{mm} langes Stück desselben als verticaler Kreisbogen von 14,7^{mm} Halbmesser auf eine in seinem Mittelpunkt befindliche Nadel dasselbe Drehungsmoment ausübt, wie die horizontale Componente des Erdmagnetismus, betrug die durch die magnetische Reibung bedingte Tragkraft im Mittel 7240 Grm.

Die Grösse dieser magnetischen Reibung ist dadurch bedingt, dass die magnetische Anziehung auf den Anker und Magnet gerade so wirkt, als wenn der eine gegen den anderen durch ein grösseres Gewicht gegengedrückt würde. Die zum Abschieben erforderliche Kraft müsste

1) Weber, Resultate. 1840, S. 46.

dann der Tragkraft proportional sein, wenn nicht zugleich der Reibungscoefficient geändert würde.

Barral[1]) glaubt dieses Letztere durch Versuche bewiesen zu haben, bei denen er den Anker eines 7,86 Kilogr. schweren Elektromagnets, dessen Polflächen horizontal standen, erst in verticaler (I), dann in einer gegen die Verticale um 41° 59′ (II) und 63° 12′ (III) geneigten, endlich in horizontaler Richtung (IV) abriss. Er bedurfte dazu folgender Gewichte:

Gewicht des Ankers.	I.	II.	III.	IV.
0,20	33 Kilogr.	16	14	—
2,82	183	110	79	61
6,78	267	144	113	103
9,25	295	—	—	131
15,00	235	138	138	80

Das Verhältniss der ad I. und IV. gefundenen Werthe beträgt etwa 0,3. Da der Reibungscoefficient zwischen dem Elektromagnet und Anker vor der Magnetisirung 0,23 betrug, so sollte die Magnetisirung nicht nur wie ein stärkerer Druck wirken, mit welchem Anker und Magnet gegen einander gepresst würden. Man müsste dann also annehmen, dass etwa noch die Umlegung der magnetischen Moleküle des Ankers und Magnetes bei ihrem Gleiten an einander eine besondere Arbeit erforderte. —

369 Von besonderem Interesse ist die magnetische Reibung der Radmagnete, wie sie zuerst von W. Weber l. c. untersucht wurde. Seine Radmagnete, Fig. 185, bestanden aus einer Eisenscheibe (von 147mm Durchmesser und 58mm Dicke) mit aufgeworfenen Rändern. Um die zwischen diesen Rändern befindliche Rinne (22mm breit und 50mm tief) war übersponnener Kupferdrath gewickelt. Seitlich war die eiserne Scheibe mit hölzernen rinnenförmigen Fassungen versehen, in die gleichfalls Drathwindungen eingewunden wurden. Das so gebildete Rad konnte sich um zwei metallene Zapfen drehen, welche mit den Enden der Drathwindungen und den Polen der Scala verbunden wurden. Die Dräthe auf der Peripherie des Rades waren so verbunden, dass der Strom die beiden äusseren in gleicher, den in der mittleren Rinne in der entgegengesetzten Richtung durchfloss. Die beiden aufgeworfenen Ränder des Rades sind dann auf ihrer ganzen Peripherie, der eine nord-, der andere südpolar. — Als Weber einen solchen Radmagnet statt des Hufeisenmagnets auf dem Brett Fig. 184 befestigte, so dass seine beiden Ränder auf der vertical aufgehängten Eisenplatte P glitten, und bei der Bewegung

Fig. 185.



[1]) Barral, Compt. rend. T. XXV, p. 757. 1847.*

des Brettes die Drehung des Rades verhindert wurde, betrug die magnetische Friction im Mittel 14000 Grm. bei Anwendung eines Stromes, der in einem verticalen Kreisbogen von $30{,}76^{mm}$ Länge und $30{,}76^{mm}$ Radius auf eine Nadel im Centrum wie die horizontale Componente des Erdmagnetismus wirkt. — Lag nur der eine Rand des Rades auf der Ankerplatte auf, so betrug die magnetische Friction nur 2163 Grm. — Die magnetische Friction nimmt hier bei schwächeren Magnetisirungen mit dem Quadrat der Stromstärke zu.

Lässt man einen solchen Radmagnet auf einer eisernen Schiene ruhen, und bestimmt die Neigung der letzteren, bei der er herunter zu rollen beginnt, so kann man auch die rollende Reibung desselben bestimmen. Bei den Versuchen von Weber betrug der hemmende Einfluss der Magnetisirung nicht mehr, als durch die Vermehrung des Druckes bedingt sein konnte, welche der Radmagnet gegen die Unterlage durch die magnetische Anziehung erfuhr.

Die Abhängigkeit dieser magnetischen Reibung von der Geschwindigkeit der Drehung hat Nicklès[1]) bestimmt, welcher namentlich die magnetische Friction zu technischen Zwecken (s. den technischen Theil) verwendet hat, wie dies auch schon von Weber vorgeschlagen wurde. Nicklès liess einen aus drei auf einen Eisenstab aufgesetzten Eisenrädern bestehenden Radmagnet vermittelst eines Triebwerkes durch Menschenkraft mit einer bestimmten Geschwindigkeit umdrehen. Zwischen den Scheiben des Radmagnetes befanden sich getrennt von demselben die Magnetisirungsspiralen. Gegen die Ränder des Radmagnetes lag eine eiserne, auf Lagern laufende Eisenwalze, welche bei der Drehung des Magnetes durch die magnetische Reibung mit um ihre Axe gedreht wurde. Durch einen mit verschiedenen Gewichten G belasteten Prony'schen Zaum wurde die Geschwindigkeit der Rotation der Eisenwalze auf ein Bestimmtes reducirt. Auf diese Weise fanden sich bei zwei Versuchsreihen die folgenden Gewichte G bei verschiedenen Anzahlen V der Umdrehungen des Radmagnetes pro Minute: 370

I.		II.	
V	G	V	G
60	7 Kilogr.	96	10
615	7	203	9
1810	5,5	810	8
1992	6	1600	7,1

Es wird hiernach die magnetische Reibung mit Zunahme der Drehungsgeschwindigkeit nur wenig kleiner; ein Beweis, dass sich die magnetische

1) Nicklès, Brevet d'invention 9 août. 1850; Electro-aimants p. 200 et 248.

Vertheilung bei Berührung der verschiedenen Theile des Randes des Radmagnetes mit der als Anker dienenden vorgelegten Walze in sehr kurzer Zeit vollständig herstellt.

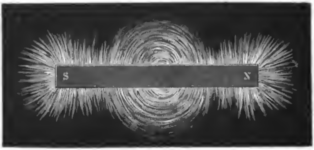
Dasselbe zeigen einige andere Versnche, bei denen eine Eisenstange, deren eines Ende an einer horizontalen Axe befestigt war, in einem Abstand von 2^{mm} von oben her den Rändern der Scheiben des Radmagnetes parallel seiner Axe gegenübergestellt wurde. Eine am andern Ende der Stange befestigte Schnur wurde über Rollen geleitet nnd am andern Ende mittelst einer Wagschale mit Gewichten belastet, bis dieselben die Stange von dem in verschieden schnelle Rotation versetzten Radmagnet abrissen.

Wendet man statt der Radmagnete paracirculare Magnete an, so nimmt die Anziehung mit der Drehungsgeschwindigkeit viel schneller ab, da hier eine längere Zeit vergeht, bis die neue Polarität sich herstellt.

VI. Magnetische Figuren.

371 Befindet sich ein längliches Eisentheilchen unter dem magnetischen Einfluss zweier Magnetpole, so wird es magnetisch, indem seine Längsrichtung zugleich mit seiner magnetischen Axe zusammenfällt. Ist das Theilchen im Raum frei beweglich, so bewegt es sich zu dem Pol, durch welchen es stärker angezogen wird. Ist es um seinen Mittelpunkt drehbar, so stellt es sich in einer bestimmten Lage ins Gleichgewicht. Eine solche Einstellung von Eisentheilchen nimmt man wahr, wenn man die beiden Pole eines hufeisenförmigen Stahlmagnetes oder Elektromagnetes, oder auch die eine Seitenfläche eines geraden Stahlmagnetes oder eines

Fig. 186.



natürlichen Magnetsteines mit einem Papier oder einer Glastafel bedeckt und nun Eisenfeile darauf streut. Dieselben ordnen sich dann in bestimmte Curven, welche z. B. in Fig. 186 und 187 für einen geradlinigen Stahl-

magnet und einen Hufeisenelektromagnet mit kreisförmigen Polflächen abgebildet sind. Zunächst lagern sich die Eisenfeile nicht in der Mitte der Polflächen, da daselbst der freie Magnetismns sehr gering ist, sondern hauptsächlich an den Rändern. An den Rändern selbst richten sich die Feilspäne in divergirenden Strahlen nach oben, da die oberen Enden derselben alle eine gleiche und dem Pol des Magnetes gleichnamige Polarität erhalten. Jenseit der Ränder bleibt bei Anwendung stärkerer Mag-

Fig. 187.

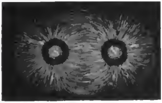


Fig. 188.



nete ein von den Feilspänen entblösster Raum, da in der Nähe der Pole ihre Anziehung gegen die Feilspäne die Reibung der letzteren an der Unterlage überwindet, nnd sie so zu den Polen hingezogen werden. Weiter entfernt von den Polen laufen die von den Feilspänen gebildeten magnetischen Curven zusammen, indem die in gleichem Sinn durch beide Pole magnetisirten Eisentheilchen sich anziehen.

Sind dagegen die Pole des Magnetes gleichartig erregt, so stossen sich in der Mitte zwischen beiden die im entgegengesetzten Sinne magnetisirten Eisentheilchen ab und die magnetischen Curven divergiren, wie in Fig. 188.

Wie bei Anwendung zweier getrennter Pole, kann man auch bei Anwendung von Dreizackmagneten nnd vielschenkligen Magneten mit gleichnamigen und ungleichnamigen Polflächen und von Guillemin-Romershausen'schen Magneten diese magnetischen Figuren darstellen. Ihre Gestalt ergiebt sich ohne Weiteres.

Will man die magnetischen Curven fixiren, so drückt man auf die Eisenfeile, welche sich auf einer auf die Magnetpole gelegten Glasplatte geordnet haben, ein mit Stärkekleister bestrichenes Papier. Dabei werden indess die an den Polen aufgerichteten Eisenfeile herabgedrückt [1]). — Besser stellt man nach Nicklès die magnetischen Figuren auf Wachspapier dar und erhitzt dasselbe sodann von oben durch einen darüber gehaltenen heissen Deckel eines Schmelztiegels. Das Wachs zieht sich hierbei zwischen die Eisenfeile und befestigt sie nach dem Erkalten in ihrer Lage [2]).

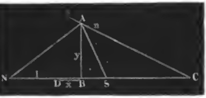
[1]) De Haldat, Mém. de l'Acad. de Nancy. 1839, p. 43. — [2]) Kohn, Dingl. Journ. Bd. CXXIV, S. 466. 1852; Nicklès, Electro-aimants p. 46.

372 Diese magnetiscben Curven waren schon dem Lucrez bekannt. Später untersuchten sie la Hire, Musschenbroek, Bazin [1]) und namentlich Lambert [2]). Mit Ausnahme von Musschenbroek, der schon die Eisenfeile als kleine, von den Magnetpolen gerichtete Magnetnadeln betrachtete, nahm man meist in früheren Zeiten an, dass die magnetischen Curven ein Bild von der Verbreitung der magnetischen Wirkung der Pole des Magnetes nach aussen gäben, indem man diese Wirkung gewissermaassen als eine Emanation der magnetischen Kraft von den magnetischen Polen her betrachtete. Es ist dies eine auch in neuerer Zeit sowohl bei Untersuchung elektrischer wie auch magnetischer Phänomene vorkommende Verwechselung der, wie die allgemeine Gravitation, die elektrischen und magnetischen Anziehungen in die Ferne wirkenden Anziehungskräfte nnd der von Theilchen zu Theilchen stattfindenden Fortpflanzung von Bewegungen (von lebendiger Kraft), welche z. B. bei der Fortpflanzung des Schalles und des Lichtes hervortritt (vgl. im Cap. Diamagnetismus).

373 Nachdem es Lambert nicht gelungen war, bei der mangelnden Kenntniss des Gesetzes der Abnahme der magnetischen Anziehung mit der Entfernung die Gesetze der magnetischen Curven vollständig zu begründen, ist dies von Robinson, Playfair, Leslie [3]) und namentlich Roget [4]) geschehen.

Die Eigenschaften der magnetischen Curven entwickeln sich aus der Betrachtung, dass dieselben aus einzelnen linearen Eisentheilchen bestehen, welche dnrch die Einwirkung der Magnetpole magnetisirt werden. Sie werden durch die Reibung an der Unterlage an einer fortschreitenden Bewegung ihrer ganzen Masse gehindert, können sich aber um ihren Schwerpunkt drehen. Seien N und S, Fig. 189, die beiden Pole des Magnetes von der Länge $2l$, welche wir als Punkte annehmen wollen; A sei der Mittelpunkt eines der kleinen magnetisirten Eisentheilchen ns, dessen Länge 2λ sei. Ist das letztere sehr klein, so können wir uns die Pole desselben als mit seinem Mittelpnnkt A zusammenfallend denken. Durch die Wirkung beider Pole drehe sich das Theilchen so, dass seine Axe ns mit seiner Verbindungslinie mit dem Magnetpol S den Winkel ACS mache. Die an den Polen von NS nnd ns angehäuften

Fig. 189.



[1]) Vergl. Gehler's Wörterbuch Bd. VI, 2, S. 817.* — [2]) Lambert, Mém. de l'Acad. de Berlin. 1767, p. 49. — [3]) Gehler's Wörterbuch l. c. — [4]) Roget, Journ. of the Royal Institution. 1831. Nr. 2, p. 311.

freien magnetischen Flnida seien m und μ. Die Kräfte, welche von den Polen N und S z. B. auf den Nordpol des Theilchens wirken, sind dann

$$\frac{m\mu}{AN^2} \text{ und } -\frac{m\mu}{AS^2}.$$

Soll das Theilchen ns in Ruhe sein, so müssen die durch diese Kräfte auf dasselbe ausgeübten Drehungsmomente gleich sein, d. i.

$$2\lambda\frac{m\mu}{AN^2}\sin NAC = 2\lambda\frac{m\mu}{AS^2}\sin SAC$$

oder

$$\frac{\sin NAC}{AN^2} = \frac{\sin SAC}{AS^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Nun ist

$$\sin NAC = \frac{NC.\sin NCA}{AN}, \quad \sin SAC = \frac{SC \sin SCA}{AS},$$

also da $\angle SCA = NCA$,

$$\frac{NC}{AN^3} = \frac{SC}{AS^3} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Denken wir uns eine Reihe von Theilchen ns, welche mit ihren Enden an einander liegen und alle dnrch die Wirkung der Magnetpole gerichtet werden, so bilden sie zusammen eine magnetische Curve und jedes Theilchen ns hat die Richtung ihrer Tangente. Es folgt also aus der Gleichnng (2):

Legt man an irgend einen Punkt A einer magnetischen Curve eine Tangente, so schneidet sie die Verbindungslinie der Magnetpole in einem Punkt C, dessen Abstände NC und SC von den Magnetpolen sich wie die dritten Potenzen des Abstandes der Magnetpole von dem Punkt der magnetischen Curve verhalten.

Nehmen wir den Halbirungspunkt D von NS als Coordinatenanfangspunkt, bezeichnen das von A auf NS gefällte Loth AB mit y, DB mit x, so ist

$$BC.tg\,ACB = y, \text{ also } BC = -\frac{y}{\frac{dy}{dx}},$$

daher

---

[1]) Vergl. auch A. H. Mechanic's Magazine. T. XLV, p. 206; Fortschritte. 1846, S. 576*; Dienger, Grunert's Archiv. Bd. XII, S. 307. 1849.

$$NC = (l + x) - \frac{y}{\frac{dy}{dx}}, \quad SC = -\frac{y}{\frac{dy}{dx}} - (l - x),$$

$$AN = \sqrt{(l + x)^2 + y^2}, \quad AS = \sqrt{(l - x)^2 + y^2}.$$

Beim Einsetzen dieser Werthe in Gleichung (2) erhalten wir die Bedingungsgleichung für die magnetische Curve

$$\frac{y - (l + x)\frac{dy}{dx}}{\sqrt{(l + x)^2 + y^2}^3} - \frac{y + (l - x)\frac{dy}{dx}}{\sqrt{(l - x)^2 + y^2}^3} = 0,$$

deren Integral ist:

$$\frac{l + x}{\sqrt{(l + x)^2 + y^2}} + \frac{l - x}{\sqrt{(l - x)^2 + y^2}} = Const. \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Die beiden Summanden auf der linken Seite sind aber die Cosinus der Winkel *ANS* und *ASN*.

Es ist mithin die Summe der Cosinus der Winkel, welche die Verbindungslinien der Pole des Magnetes und der Punkte der magnetischen Curve mit der Axe des Magnetes machen, eine constante Grösse.

Nach diesem Satz lässt sich die magnetische Curve in folgender Weise construiren. Beschreibt man um die Magnetpole *N* und *S* zwei Kreise mit gleichem Radius, und errichtet auf der Magnetaxe *NS* Lothe, welche die Peripherieen beider Kreise in je zwei Punkten schneiden, so sind die Durchschnittspunkte der zu diesen Punkten führenden Radien beider Kreise Punkte der magnetischen Curve, da die Summe der Cosinus der Winkel, welche die betreffenden Radien mit der Magnetaxe *NS* machen, constant dem Werthe *NS* gleich ist.

Sind die Pole *N* und *S* gleichnamig, so ändert sich nichts an der mathemathischen Betrachtung. Der Punkt *C* würde dann zwischen die Pole *N* und *S* rücken, und so würden die Curven von den Polen aus divergiren.

Bei diesen Betrachtungen ist die Wechselwirkung der einzelnen kleinen, auf einander folgenden magnetischen Eisentheilchen auf einander nicht berücksichtigt, welche die Gestalt der magnetischen Curve ein wenig ändern würde.

Ein Instrument, vermittelst dessen man diese Curven zeichnen kann, ist von Roget [1]) angegeben worden.

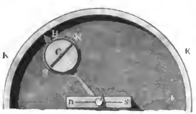
374 Die nach obiger Rechnung bestimmte Einstellung eines magnetischen Eisentheilchens oder einer kleinen Magnetnadel unter Einfluss zweier Magnetpole ist von Munke nach einem Verfahren geprüft worden, welches im

---

[1]) Gehler's Wörterb. Bd. VI, 2, S. 835.*

Princip zuerst von Lambert (l. c.) angegeben worden ist. Auf der Mitte eines auf einem horizontalen Brett verzeichneten Kreises *KK*, Fig. 190,

Fig. 190.



befand sich eine an einem Coconfaden in der Ebene des Meridians schwebende Magnetnadel *ns*. Um eine in der Verlängerung des Aufhängefadens derselben liegende Axe bewegte sich unterhalb der Nadel auf dem Brett ein Lineal von Holz *AB*, dessen Stellung auf der Kreistheilung *KK* abgelesen wurde. Auf dem Lineal liess sich eine Kreisscheibe *C* verschieben, auf der ein Magnetstab *NS* in verschiedenen Lagen befestigt werden konnte. Der Magnet *NS* wurde in je um 10 Grad gegen einander geneigten Lagen auf die Scheibe *C* aufgelegt, und nun das die Scheibe tragende Lineal so lange gedreht, bis die Nadel *ns* in der Ebene des Meridians verblieb. Die Winkel zwischen der Magnetnadel *n s* und der Axe des Magnetes *NS* ergaben sich leicht aus der Stellnng des Lineals auf der Kreistheilung und des Magnetes *NS* auf der Scheibe *C*. Nach Berechnung der Abstände der Pole *S* und *N* von der Mitte der Nadel *ns* ergab sich die Stellung von *NS* nahezu der oben entwickelten Formel entsprechend [1]).

[1]) Munke, Gehler's Wörterb. Bd. VI, 2, S. 829.*

Viertes Capitel.

Wechselbeziehungen zwischen dem Magnetismus und den mechanischen Veränderungen der Körper.

I. Einfluss der Erschütterungen auf den Magnetismus.

375 Zwischen dem magnetischen und mechanischen Verhalten der Körper bestehen die innigsten Beziehungen. So haben wir schon §. 273 erwähnt, dass die durch gleiche Kräfte erzeugte temporäre und permanente Magnetisirung des Eisens und Stahles von der Härte derselben abhängig ist. Durch die in den §§. 284 und flgde. gegebene Theorie haben wir den Grund dieser Abhängigkeit auf mechanische Bewegungen der magnetischen Molecüle des Eisens und Stahles zurückzuführen gesucht. Diese Anschauung wird noch viel wahrscheinlicher durch die Beobachtung, dass mechanische Einflüsse, welche die Gestalt oder Molecularanordnung eines Körpers ändern, auch seinen Magnetismus verändern können, umgekehrt aber auch die Magnetisirung für sich allein schon sichthare Gestaltsveränderungen desselben hervorbringen kann. Diese letzteren Wirkungen sind sorgfältig von einfachen elektromagnetischen und magnetischen Anziehungserscheinungen zu sondern, durch welche äussere Einflüsse gleichfalls Gestaltsänderungen der magnetisirten Körper hervorgerufen werden, die zuweilen zur Entstehung von Schwingungen und Tönen (siehe dieses Capitel) Veranlassung geben.

Zuerst wirken Erschütterungen in unbestimmter Richtung sowohl auf den Magnetismus eines unter dem Einflusse einer Magnetisirungsspirale oder anderer magnetisirender Kräfte temporär magnetisirten, als auch eines nach Aufhebung derselben permanent magnetisirten Stabes.

Wird ein Eisen- oder Stahlstab erschüttert, **während** die magnetisirende Kraft auf ihn wirkt, z. B. während er in einer Magnetisirungsspirale sich befindet, so wächst dabei sein temporärer Magnetismus und auch der nach Aufhebung derselben zurückbleibende permanente Magnetismus.

So legte Gilbert [1]) Eisenstangen horizontal in die Richtung des magnetischen Meridians oder zog sie in dieser Richtung durch ein Zieheisen und schlug sie in der nordsüdlichen Lage. Auch Scoresby [2]) schlug Eisenstäbe, die er in der Richtung der Inclinationslage aufgestellt hatte. Mit der Zahl der Schläge nahm dabei die Magnetisirung, gemessen durch die Tragkraft gegen verschieden schwere Eisennägel oder die Ablenkung einer Magnetnadel zu. — Kehrt man die auf diese Weise magnetisirten Stangen um, dass ihr oberes, durch das Schlagen südpolar gewordenes Ende nach unten gekehrt ist, so kehrt sich die Magnetisirung um.

Erschüttert man einen Magnetstab, nachdem die magnetisirende Kraft aufgehört hat zu wirken, so vermindert sich sein permanenter Magnetismus. Diese Erscheinungen sind schon seit langer Zeit bekannt.

Hat man einen Magnetstab durch einen galvanischen Strom magnetisirt und ihm sodann durch einen dem magnetisirenden Strome entgegengerichteten Strom seinen permanenten Magnetismus zum Theil oder völlig entzogen oder sogar denselben umgekehrt, so nimmt er beim Erschüttern einen Theil seines früheren Magnetismus wieder an. Es ist also auf diese Weise möglich, einen ganz unmagnetischen Stab herzustellen, der durch Erschütterungen magnetisch wird. Hierbei kann selbstverständlich der Stab senkrecht gegen den magnetischen Meridian gestellt und so dem Einflusse des Erdmagnetismus entzogen werden [3]).

Nehmen wir an, dass die magnetischen Körper aus Molecularmagneten bestehen, welche durch die magnetisirenden Kräfte gerichtet werden, nach Aufhebung derselben aber wieder in ihre frühere Lage zurückkehren, wobei sie indess jedesmal durch eine Aenderung der Molecularkräfte, etwa wie durch eine Reibung aneinander, gehindert werden, völlig den auf sie wirkenden Kräften zu folgen, so werden durch die Erschütterungen die Theilchen in Bewegung gesetzt werden; die Reibung der Ruhe zwischen ihnen würde gewissermaassen in eine Reibung der Bewegung verwandelt. Daher werden in allen Fällen die Theilchen den gerade auf sie wirkenden Kräften mehr folgen können. Wirken während der Erschütterung die magnetisirenden Kräfte, so nimmt dann der temporäre Magnetismus zu; wirken nur die die Molecüle in die stabilere Gleichgewichtslage zurückführenden Molecularkräfte, so ändert sich der permanente Magnetismus im entgegengesetzten Sinne. — Es verhält sich in dieser Beziehung der Magnetismus eines Magnetstabes genau wie die Gestaltsveränderung eines Körpers, z. B. seine Torsion oder Biegung, wenn er während oder nach Aufhebung der wirkenden Kräfte erschüttert wird. Im ersten Falle nimmt seine temporäre Gestaltsveränderung zu, im zweiten wird der Körper mehr oder weniger in den Zustand zurückgeführt, den er vor dem Einflusse der Kräfte besass, die seine Gestalt temporär und auch permanent geändert haben.

[1]) Gilbert, De magnete, 1600. — [2]) Scoresby, Phil. Trans. 1822, Vol. II, p. 241.* — [3]) Wiedemann, Pogg. Ann. Bd. C, S. 241. 1857.*

II. Beziehungen zwischen Torsion und Magnetismus.

1. Einfluss der Torsion auf den Magnetismus.

376 Vollständiger als bei diesen Versuchen lassen sich die Beziehungen zwischen dem mechanischen und magnetischen Verhalten der Körper bei der Torsion derselben untersuchen. — Zunächst ändert die Torsion eines magnetisirten Stabes seinen Magnetismus.

Ueber diesen Gegenstand sind zuerst einige Experimente von Matteucci, sodann ausführlichere Untersuchungen von Wertheim und von mir angestellt worden.

Matteucci[1]) hat den Einfluss der Torsion auf den Magnetismus eines Eisenstabes untersucht, indem er ihn in horizontaler Lage senkrecht gegen den magnetischen Meridian zwischen zwei Klemmen einspannte, von denen die eine auf einem Statif festgestellt war, die andere um eine horizontale Axe in einem Lager gedreht werden konnte. Der Eisenstab war mit einer Magnetisirungsspirale umgeben, durch die ein Strom geleitet wurde. Um den Stab wurde noch eine zweite Inductionsspirale gelegt, deren Enden mit dem Galvanometer verbunden waren. Bei den Hin- und Herdrehungen des Stabes änderte sich sein magnetisches Moment, und in der ihn umgebenden Inductionsspirale wurden galvanische Ströme inducirt, deren Richtung die Zu- oder Abnahme des Momentes des Magnetstabes angab.

In ganz ähnlicher Weise, nur mit vollkommneren Hülfsmitteln, hat Wertheim[2]) seine Versuche angestellt. Seine Stäbe waren etwa 1 Meter lang, und hatten kreisförmige, quadratische und rechteckige Querschnitte von über 1 □ Centimeter Flächeninhalt.

Auch E. Becquerel (siehe Wertheim l. c.) hat ähnliche Experimente angestellt.

377 Ich selbst habe die Beobachtungen in folgender mehr directen Weise ausgeführt:

Flache Stahlstäbe von 227 Millimeter Länge, 2 Millimeter Dicke und 7,2 Millimeter Breite wurden durch Einschieben in eine vom galvanischen Strome durchflossene Spirale verschieden stark magnetisirt. Sie wurden sodann mit dem einen Ende in eine an einem Statif befestigte Zwinge von Messing eingeschraubt. Eine zweite Zwinge von Messing diente zur Befestigung des anderen Endes der Stäbe. Diese zweite Zwinge setzte sich in einen Cylinder von Messing fort, der in einem an dem Statif des Apparates angebrachten Lager lief und in demselben ver-

[1]) Matteucci, Compt. rend. T. XXIV, p. 301. 1847.* — [2]) Wertheim, Compt. rend. T. XXXV, p. 702. 1852*; Ann. de chim. et de phys. [3] T. L, p. 385. 1857*; vergl. auch eine Andeutung von Choron, Compt. rend. T. XX, p. 1456. 1845.*

mittelst eines Hebels um seine Axe gedreht werden konnte. Der Hebel konnte durch eine Klemmschraube in verschiedenen Lagen festgestellt werden. Der Cylinder trug ausserdem einen Theilkreis, auf dem ein Zeiger lief, auf welchem mithin die Drehung abgelesen werden konnte, die man dem Cylinder oder dem zwischen ihm und der festen Zwinge eingeschraubten Stahlstabe ertheilt hatte. Der ganze Apparat war so vor dem magnetischen Stahlspiegel aufgestellt, dass die feste Zwinge ihm zunächst in einer Entfernung von etwa einem halben Meter gegenüber stand, und die Axe des Stahlstabes senkrecht gegen den magnetischen Meridian gerichtet war. Die durch Fernrohr und Scala gemessenen Ablenkungen des Spiegels bestimmten das magnetische Moment der Stahlstäbe bei verschiedenen Graden der Drehung in dem beschriebenen Apparate.

Die geringe, nach Aufhebung der tordirenden Kraft zurückbleibende permanente Torsion der Stäbe wurde bei diesen Versuchen nicht besonders berücksichtigt [1]).

Wir wollen zuerst das Verhalten magnetisirter Stäbe betrachten, 378
deren temporäre Torsion so gering ist, dass sie nach Aufhebung der tordirenden Kräfte nur eine sehr kleine permanente Torsion behalten.

Wird ein Eisen- oder Stahlstab zu wiederholten Malen hin und her tordirt, während er sich in der Magnetisirungsspirale befindet, so nimmt sein temporärer Magnetismus zuerst zu. Daher erhielten Wertheim und Matteucci in der die magnetisirende Spirale umgebenden Inductionsspirale bei den ersten Torsionen stärkere Ströme, als bei den folgenden, und zwar in gleicher Richtung, wie die des, bei der ersten Magnetisirung des Stabes erzeugten Inductionsstromes. Bei wiederholten Hin- und Herdrillungen schloss Matteucci aus der abwechselnden Richtung der Inductionsströme eine abwechselnde Zu- und Abnahme des temporären Momentes des Stabes. Durch Wertheim's Versuche ist indess gezeigt worden, dass nach wiederholten Drillungen die temporär magnetisirten Stäbe einen constanten Zustand erhalten, in welchem sie ohne Torsion stets das gleiche Maximum des Magnetismus, bei gleichen Torsionen nach rechts oder links aber gleich starke Verminderungen dieses Maximums zeigen. — Beim Stahl sind diese Aenderungen viel schwächer als beim Eisen. Harte Eisen- und weiche Stahlstäbe stehen in ihrem Verhalten in der Mitte zwischen den weichen Eisen- und harten Stahlstäben.

So fand unter Anderem Wertheim die Inductionsströme bei aufeinander folgenden Torsionen:

---

1) Wiedemann, Pogg. Ann. Bd. CIII, S. 568. 1858;* Bd. CVI, S. 161. 1859;* Verhandlungen der Baseler Naturf. Gesellschaft Bd. II, S. 169. 1860.*

Weiches Eisen.					Stahl.				
Drehungswinkel.	Drehung rechts.	Detorsion.	Drehung links.	Detorsion.	Drehungswinkel.	Drehung rechts.	Detorsion.	Drehung links.	Detorsion.
7°10	>+90	+90	−3	+90	8°30	+90	>+90	+80	+62
	−10	+80	−25	+72		+80	+48	+40	+19
	−41	+65	−51	+59		+32	+25	+16	+7
	−53	+54	−53	+55		+10	+2	+12	0
						+6	0	+2	+1
						2	0	0	0
							0	0	0

Die Zahlenwerthe geben die Ablenknngen der Nadel des von den Inductionsströmen durchflossenen Galvanometers nach der einen (+) oder anderen (—) Seite.

Aus meinen Versucben ergiebt sich ferner:

Tordirt man einen Stahlstab, während er dem Einflusse des magnetisirenden Stromes ausgesetzt ist, zum ersten Male immer stärker, so wächst bei scbwacher Torsion der temporäre Magnetismus und nimmt bei weiterer Torsion wieder ab.

379 Das Verhalten eines permanent magnetisirten Stabes, welcher nach Aufhebnng der magnetisirenden Kraft tordirt wird, ist ein wenig verschieden von dem der temporär magnetisirten Stäbe.

So beobacbtete Mattencci, dass bei wiederholten Hin- nnd Herdrillungen das permanente magnetische Moment der Stäbe schnell abnimmt.

Als Wertbeim verschiedene solcbe Stäbe von 1 Meter Länge in seinem Apparate nach Unterbrecbung des Stromes in der Magnetisirungsspirale um gleich viel nach rechts und links drillte, erhielt er z. B. Indnctionsströme von folgenden Intensitäten:

	Eisen.					Stahl.			
	Drehung rechts.		Drehung links.			Drehung rechts.		Drehung links.	
Torsionswinkel.	Torsion.	Detorsion.	Torsion.	Detorsion.	Torsionswinkel.	Torsion.	Detorsion.	Torsion.	Detorsion.
7°10	>− 90	− 35	− 75	+ 2	8°30	>− 90	− 80	>− 90	− 44
	− 58	+ 14	− 45	+ 18		− 67	− 28	− 39	− 14
	− 33	+ 22	− 25	+ 24		− 51	− 20	− 18	− 5
	− 26	+ 24	− 25	+ 25		− 14	0	− 15	0
14°20	− 59	+ 38	− 50	+ 44		0	0	0	0
	− 52	+ 47	− 51	+ 48					

Bei meinen Versuchen erhielt ich folgende Ablenkungen *m* des magnetisirten Stahlspiegels, als ein vor demselben aufgestellter, verschieden stark permanent magnetisirter, harter Stahlstab um eine bestimmte Anzahl Grade abwechselnd nach rechts (+) und links (—) gedrillt wurde:

Drehung	*m*	*α*	*m*	*α*	*m*	*α*	*m*	*α*
0	42,2	—	56	—	95,2	—	156,8	—
+ 20	39	0,924	51,5	0,919	88,6	0,930	150	0,959
+ 40	36	0,922	48,5	0,941	84,8	0,957	143,2	0,954
+ 60	33,8	0,939	46	0,949	81,2	0,958	138,5	0,967
0	33,2		45,5		80,3		136,5	
— 60	29		41,3		74		126,5	
0	29		42		75		128,5	

Der Werth *α* entspricht dem Quotienten der aufeinander folgenden Magnetismen *m*.

Wurde der magnetisirte Stab wiederholt auf + 60 und — 60 gedreht, so waren seine Magnetismen hierbei

0	+ 60	0	— 60	0	+ 60	0
128	123,6	123,8	120,2	122	120,5	121

Bei anderen Versuchen erhielt ein Stahlstab durch Einschieben in die Magnetisirungsspirale den permanenten Magnetismus 496,4. Derselbe verminderte sich durch eine Anzahl von Hin- und Herdrillungen des Stabes um 30° nach rechts und links wie folgt:

Zahl der Drillungen	0	10	20	30	40	50	60	80	100	120
Magnetismus	496,4	68,2	60,2	59	57,7	57,5	56,8	55,9	54,9	54,5

Es änderte sich also der Magnetismus des Stabes bei den weiteren Drillungen nur noch sehr wenig. Wurde jetzt der Stab je um 30° nach rechts und links gedreht, so ergab sich sein Magnetismus in diesen beiden Lagen (r, l) und der Gleichgewichtslage (0), die er ohne tordirende Kraft annahm:

Drillung	r	0	l	0	r	0	l	0	r	0
Magnetismus	59,4	57,1	53	54,4	59,4	57,2	53	54,5	59,4	57,1

380 Aus diesen und anderen von mir ausgeführten Versuchen ergiebt sich:

I. Die Magnetismen der Stahlstäbe nehmen bei der Drehung ab, und zwar in einem mit wachsender Drehung abnehmenden Verhältniss. Die Abnahmen des Magnetismus sind bei gleicher Drehung den ursprünglichen Magnetismen der Stahlstäbe nahe proportional, indess bei den stärker magnetisirten Stäben etwas geringer, als dieses Gesetz verlangt. Wird ein gedrehter Stab wieder in seine Gleichgewichtslage zurückgeführt, so erleidet er noch einen ferneren kleinen Verlust an Magnetismus.

Eine wiederholte Drillung nach derselben Seite vermindert den Magnetismus des Stahlstabes noch ganz allmälig. Wird der Stab indess nach der entgegengesetzten Seite gedrillt, so tritt von Neuem eine starke Verminderung des Magnetismus ein, die indess nicht in gleichem Verhältniss mit der wachsenden Drehung fortschreitet.

II. Wird ein magnetisirter Stahlstab so oft hin und her tordirt, dass sich sein permanenter Magnetismus nicht mehr verändert, wenn der Stab jedesmal in seine Gleichgewichtslage zurückgekehrt ist, so bewirkt jede Torsion nach der einen Seite eine Zunahme, jede Torsion nach der anderen Seite eine Abnahme des Magnetismus. Der Magnetismus des Stabes, wenn er nicht tordirt ist, steht in der Mitte der Magnetismen bei den beiderseitigen Torsionen; er ist indess grösser als das Mittel jener beiden Werthe, wenn der Stab von der Torsion, wo er das Maximum des Magnetismus zeigt, zur Ruhelage zurückkehrt, kleiner als das Mittel bei der Rückkehr von der entgegengesetzten Drillung. — Statt der wiederholten Torsionen kann man auch Erschütterungen anwenden, um den Stab diesem constanten Zustande zuzuführen. Dieselben müssen indess äusserst kräftig und lange anhaltend gewirkt haben, damit der Magnetismus des Stabes nicht noch dauernd bei jeder Torsion nach beiden Seiten hin sich vermindert.

Dass Wertheim nach wiederholten Torsionen und Detorsionen eines Stahlstabes nach beiden Seiten keine Inductionsströme, also keine Aende-

rung seines Magnetismus beobachtete, liegt in der geringeren Empfindlichkeit seiner Apparate.

Bei einem Eisenstab stellt sich das Verhältniss ein wenig anders. Bei diesem sind die Aenderungen des Magnetismus, wenn er nach wiederholten, abwechselnd gerichteten Torsionen aus der Gleichgewichtslage wiederum nach der einen oder anderen Seite um gleichviel gedrillt wird und dann in die Gleichgewichtslage zurückkehrt, nahezu gleich, wie die Gleichheit der Inductionsströme dabei anzeigt.

Sehr eigenthümlich ist das Verhalten von Stahlstäben, die zuerst eine starke Magnetisirung erhalten haben und dann durch einen entgegengesetzt magnetisirenden galvanischen Strom zum Theil entmagnetisirt worden sind. Einige der in dieser Beziehung von mir erhaltenen Resultate sind in der folgenden Tabelle verzeichnet, in welcher unter *M* der ursprüngliche Magnetismus, unter *m* der Magnetismus der Stahlstäbe nach der theilweisen Entmagnetisirung, unter 10°, 20° u. s. f. die Magnetismen bei den entsprechenden Drillungen des Stabes angegeben sind. 381

Ungehärteter Stahlstab.

M	*m*	10°	20°	30°	40°	50°	60°
205	174	154	137	126	118	111	109
209	91	92,5	89,7	84,3	80,2	78	76
185	71,1	73,6	72,5	69,5	66,3	64,6	63,5
190	51,5	57	59,5	58	57,5	57,0	56,5
180	37,5	41,8	45,6	46,8	47	46,8	46,5
185	29	34,5	39,5	42	42,6	43,5	43,5
180	5	14,5	20,8	23,2	25,6	28,2	29
180,5	1	1,8	14	18	21,6	22,3	—

III. Hiernach verliert ein Magnetstab, dem ein geringer Theil seines Magnetismus durch eine der ersten entgegengesetzte Magnetisirung entzogen worden, bei geringer Drehung viel weniger Magnetismus als ein gewöhnlich magnetisirter Stahlstab. Ein Stahlstab, dem eine grössere Menge von Magnetismus entzogen ist, zeigt bei der Drehung zuerst einen stärkeren Magnetismus als ungedreht. Dieser Magnetismus wächst bei weiterer Drehung bis zu einem Maximum und nimmt dann wieder ab. Je grösser die Menge des dem Magnetstab entzogenen Magnetismus ist, desto grösser muss die Drehung sein, bis das Maximum erreicht ist. Ist der Stab z. B. völlig entmagnetisirt, so nimmt er bei der Drehung wieder Magnetismus an, und dieser wächst mit zunehmender Drehung, indess in einem abnehmenden Verhältnisse.

Viel complicirter stellen sich die Erscheinungen, wenn man einem Eisen- und Stahlstab vor oder während der Magnetisirung eine bedeu- 382

tendere **permanente** Torsion giebt und ihn dann entweder während der Einwirkung oder nach Aufhebung des magnetisirenden Stromes tordirt. Diese Verhältnisse hat Wertheim (l. c.) besonders studirt.

Wir betrachten sie zuerst bei temporär magnetisirten Stäben Giebt man einem Eisenstabe eine permanente Torsion vor der Schliessung des magnetisirenden Stromes, magnetisirt ihn sodann temporär, indem man die Anordnung der Theilchen durch Erschütterungen erleichtert, und detordirt ihn, so zeigt sich eine Zunahme des Magnetismus, bis er völlig detordirt ist. Das Maximum der temporären Magnetisirung fällt also mit der mechanischen Nulllage des Stabes zusammen. Giebt man aber dem Eisenstab eine permanente Torsion, während der magnetisirende Strom auf ihn wirkt, und lässt nun den Stab sich detordiren, so zeigt er das Maximum des Magnetismus, während er noch nicht völlig bis zu seiner mechanischen Gleichgewichtslage detordirt ist. Bei der Detorsion bis zu dieser letzteren nimmt sein Magnetismus dann wieder ab. Beim weichen Eisen bedarf es hierbei einer sehr bedeutenden Torsion, um das magnetische Maximum aus der mechanischen Gleichgewichtslage zu verschieben, bei harten Eisenstäben einer viel geringeren Torsion.

Wertheim bezeichnet diese Erscheinung mit dem Namen der Rotation des magnetischen Maximums. Derselbe hat dieses Maximum näher bestimmt, indem er den temporär magnetisirten und tordirten Stab mehr oder weniger detordirte und dabei beobachtete, bis zu welcher Detorsion der in der umgebenden Inductionsspirale erscheinende Strom in einem bestimmten Sinne floss und sich dann bei weiterer Detorsion umkehrte. Würden die durch gleiche Drillungen auf beiden Seiten des Maximums bewirkten Zunahmen oder Abnahmen des magnetischen Momentes des Stabes gleich sein, so würde das Maximum bei der Hälfte der Detorsion erreicht sein, bei der gerade kein Inductionsstrom sich zeigt. Indess ist diese Annahme nicht ganz richtig, da bei der Detorsion bis zum magnetischen Maximum verhältnissmässig kleinere Inductionsströme entstehen, als bei gleich grossen Drillungen über dasselbe hinaus.

383 Das Verhalten der permanent magnetisirten Stäbe ist ein ähnliches. Oeffnet man den Strom, welcher einen stark tordirten Stab magnetisirt hat, ehe man den Stab detordirt, so zeigt sich das Maximum des permanenten Magnetismus erst bei einer bestimmten Detorsion.

Dieselbe braucht um so kleiner zu sein, um das Maximum zu erreichen, je weicher das angewandte Eisen ist.

Die Verschiebung des Maximums des permanenten Magnetismus verhält sich also beim weichen Eisen und Stahl gerade entgegengesetzt, wie die des Maximums des temporären Magnetismus. Während die Verschiebung des Maximums des temporären Magnetismus aus der mechanischen Gleichgewichtslage der Stäbe, die sie nach Aufhebung der tordirenden Kräfte annehmen, beim weichen Eisen viel kleiner ist, als beim harten Eisen und Stahl, ist die Verschiebung des Maximums des permanenten

Magnetismus aus jener Gleichgewichtslage beim Stahl viel kleiner als beim Eisen.

Matteucci[1]) hat die durch die Torsion in magnetisirten Stäben erzeugten Aenderungen ihres Magnetismus noch auf eine andere Art untersucht. Die Stäbe waren wie bei den §. 376 beschriebenen Versuchen in ostwestlicher Richtung zwischen einer festen und einer drehbaren Klemme eingespannt. Ihre Enden waren mit den Enden des Drathes eines Galvanometers verbunden. Um die Stäbe war eine Magnetisirungsspirale gelegt. Die Intensität des Stromes in derselben wurde durch eine Sinusboussole gemessen. 384

Wird nun der Stab während der Wirkung des magnetisirenden Stromes geschlagen und dann tordirt, so entsteht ein Strom in dem Stabe selbst. Wird der Stab schraubenrechts gedreht, so fliesst der Strom im Stabe von dem Südpol zum Nordpol. Bei entgegengesetzter Torsion fliesst der Strom in entgegengesetzter Richtung. Bei der Detorsion bilden sich Ströme, welche den bei den Torsionen erhaltenen entgegengerichtet sind. Erst nach drei bis vier Hin- und Herdrillungen werden die Ströme constant.

Tordirt man den Stab zuerst, magnetisirt ihn sodann, und detordirt ihn nachher, so erhält man die gleichen Resultate.

Werden harte Stahlstäbe tordirt und detordirt, nachdem der magnetisirende Strom aufgehoben ist, so erhält man Ströme, welche den bei der Torsion temporär magnetisirter Stäbe erhaltenen gerade entgegengesetzt gerichtet sind, nachdem durch die ersten Torsionen der Magnetismus der Stäbe zum Theil verschwunden ist.

Die Intensität der Inductionsströme, welche bei den ersten Torsionen von Stäben von 60 bis 80 Centimeter Länge und 4 bis 9 Millimeter Durchmesser innerhalb der ersten 20^0 entstehen, sollen den Torsionswinkeln proportional sein.

Hat man einen Stab so weit (von T^0) temporär tordirt, dass er beim Aufheben der tordirenden Kraft eine permanente Torsion von t^0 behält, so soll der Inductionsstrom, der die völlige Detorsion des Stabes begleitet, ebenso stark sein, wie der bei der temporären Torsion $T-t$ erhaltene, so dass also die permanente Torsion im Stabe keinen Inductionsstrom entwickeln soll.

Ein Stab, sei er tordirt oder nicht, giebt bei der Magnetisirung keinen Inductionsstrom. Wird aber der Stab erst magnetisirt, dann tordirt, wird dann der magnetisirende Strom aufgehoben und der Stab detordirt, so erhält man bei der neuen Magnetisirung einen Inductionsstrom in demselben. Wird der Stab vor dem Aufheben des magnetisirenden Stromes detordirt, so ist der nach der Unterbrechung desselben bei neuer Magnetisirung erhaltene Strom viel schwächer. Diese Inductionsströme entstehen nur bei der ersten Torsion.

[1]) Matteucci, Ann. de chim. et de phys. T. LIII, p. 385. 1858.*

Nach dem Oeffnen des magnetisirenden Stromes nehmen die durch wiederholte Torsionen des Stabes erzeugten Inductionsströme sehr schnell an Intensität ab.

Werden die Stäbe vor dem Magnetisiren tordirt, dann magnetisirt und wiederum tordirt, so ändert sich nichts an der Erscheinung.

385 Ausser diesem Einfluss der Torsion auf Stäbe, deren magnetische Axe mit ihrer Längsrichtung zusammenfällt, kann man auch einen solchen nachweisen an Eisenstäben, durch welche man einen Strom in der Richtung ihrer Axe geleitet hat. Dies ist mir durch folgende Versuche gelungen.

Eisendräthe von etwa 0,5 Meter Länge und 2 Millimeter Dicke wurden zwischen den Klemmen des §. 377 beschriebenen Torsionsapparates eingeklemmt, und sodann ein galvanischer Strom durch dieselben geleitet. Die Dräthe waren in dem Apparate in horizontaler Lage in der Ostwestrichtung dem magnetisirten Stahlspiegel des Spiegelgalvanometers gegenüber aufgestellt, und die Stromesleitung so hergestellt, dass der Spiegel ohne Weiteres keine Ablenkung aus seiner Lage erfuhr. Nun wurde der Drath tordirt, sei es während des Hindurchleitens des Stromes oder nach dem Oeffnen desselben. Dabei ergab sich:

Tordirt man einen Eisendrath während oder nach dem Hindurchleiten eines galvanischen Stromes, so wird er magnetisch.

Wird der Drath schraubenrechts tordirt, so entsteht an der Eintrittsstelle des hindurchgeleiteten Stromes ein Südpol, im umgekehrten Falle ein Nordpol. Wird der Drath tordirt, während der Strom hindurchfliesst, so wechselt die Polarität bei jeder Hin- und Herdrehung; wird er nach der Oeffnung des hindurchgeleiteten Stromes hin und her tordirt, so nimmt die bei der ersten Torsion entstandene Magnetisirung sehr schnell ab.

Dieser Versuch lässt sich sehr deutlich schon unter Anwendung einer gewöhnlichen, auf einem Achathütchen schwebenden Magnetnadel zeigen, wenn man einen Eisendrath von 1 Millimeter Dicke und 30 bis 40 Centimeter Länge in verticaler Lage zwischen den Klemmen des Torsionsapparates einspannt, die Magnetnadel neben das eine oder andere Ende desselben stellt, einen Strom durch den Drath leitet und ihn nun hin und her drillt. Je nach der Richtung der Torsion und Stromesrichtung im Drath neigt sich der eine oder andere Pol der Nadel zu dem benachbarten Ende des Eisendrathes hin.

Die Erklärungen, welche ich von den in diesem Abschnitt behandelten Erscheinungen zu geben versucht habe, siehe im dritten Abschnitte dieses Capitels.

---

[1]) Wiedemann, Monatsber. der Berl. Acad. 29. Nov. 1860.*

2. Einfluss der Magnetisirung auf die Torsion.

Wie die Torsion den Magnetismus eines Eisenstabes ändern kann, so ändert sich auch durch die Magnetisirung die Torsion eines gedrillten Eisenstabes. Die Versuche über diesen Gegenstand sind von mir in folgender Weise angestellt worden [1]). 386

Eine Spirale von 130 Windungen von Kupferdrath von 13,5 Millimeter Weite und 560 Millimeter Länge wurde senkrecht aufgestellt, und in ihrer Axe ein ausgeglühter Eisendrath von 0,8 Millimeter Dicke und 580 Millimeter Länge an einer Messingklemme aufgehängt. Dieser Drath wurde unten in eine zweite messingene Klemme eingeschraubt. Letztere Klemme endete unterhalb in ein cylindrisches 10 Millimeter dickes Stück, auf welches eine Messingröhre aufgeschoben werden konnte, die daselbst vermittelst eines hindurchgesteckten Drathstiftes festgehalten wurde.

Die Messingröhre trug unterhalb ein cylindrisches Messinggefäss von 95 Millimeter Höhe und 55 Millimeter Durchmesser, welches mit Bleigewichten gefüllt wurde. Auf dem Deckel dieses Gefässes war ein der Röhre concentrischer getheilter Kreis befestigt, an dem ein seitlich angebrachter feststehender Zeiger die Drehung des Gefässes aus der Gleichgewichtslage angab. Ausserdem war auf die das Gefäss tragende Röhre eine Hülse, gleichfalls von Messing, aufgeschoben. Auf dieser Hülse war ein Spiegel befestigt, in welchem man vermittelst eines Fernrohrs eine, etwa 1 Meter weit vom Spiegel entfernte, in Millimeter getheilte Scala beobachten konnte. An dieser wurden die kleineren Drehungen des Messinggefässes abgelesen. Ein Grad der Drehung des letzteren entspricht ungefähr 33 Theilstrichen der Scala.

Durch die Drathspirale, welche den aufgehängten Eisendrath umgab, wurde nun ein Strom einer galvanischen Säule von 1 bis 6 Daniell'schen oder Grove'schen Elementen geleitet, und zugleich zur Messung der Intensität des Stromes eine Tangentenboussole in den Schliessungskreis eingeschaltet. Es wurde zuerst das am Drath hängende Messinggefäss mit Bleigewichten beschwert, dass die ganze Last 1103 Grammen betrug. War der Drath ungedrillt, so bewirkte der Strom der Säule nur eine 1 bis 2 Theilstriche betragende Verschiebung der Scala im Spiegel. Bei Drathstücken, die aus demselben Drathende geschnitten waren, war diese Drehung stets nach derselben Seite gerichtet, mochte der galvanische Strom den Drath in der einen oder anderen Richtung umkreisen.

Nun wurde der Eisendrath gedrillt und die permanente Drillung, als er nach völliger Beendigung seiner Torsionsschwingungen eine Ruhelage angenommen hatte, an dem Kreise abgelesen, welcher auf das am Drath hängende Messinggefäss aufgelegt war. Es wurde die Scala in

[1]) Wiedemann, Pogg. Ann. Bd. CIII, S. 571. 1858;* Bd. CVI, S. 161. 1859;* Baseler Verhandl. Bd. II, S. 169. 1860.*

dem eben daselbst befestigten Spiegel beobachtet, und der Strom wiederum geschlossen; sogleich wich der Spiegel bedeutend aus der Ruhelage ab und nahm nach einiger Zeit eine zweite Ruhelage ein. Die Ablenkung des Spiegels zeigt, dass der Drath sich durch Einwirkung des ihn magnetisirenden Stromes zum Theil aufgedreht hat.

Die Richtung des Stromes ist hierbei gleichgültig.

Wird der Strom geöffnet, so dreht sich der Spiegel ein wenig (etwa um 1 bis $1^1/_2$ Theilstriche der Scala) wieder gegen seine frühere Lage hin, der Drath dreht sich also wieder zusammen. Ein neues Schliessen des Stromes dreht ihn wieder in die frühere Stellung auf, und beim Oeffnen dieses Stromes geht er in die Lage zurück, die er vor der Schliessung desselben hatte. Wenn man zur richtigen Zeit den Strom öffnet und schliesst, kann man auf diese Weise den Drath in lebhafte Torsionsschwingungen versetzen, oder, wenn man die Oeffnungen und Schliessungen in den entgegengesetzten Momenten vornimmt, den Drath aus denselben allmälig zur Ruhe bringen.

Verschiebung des Drathes aus der Axe der Spirale an die verschiedenen Seiten derselben verändert die Erscheinung nicht.

Der stärkere oder schwächere Zug, den der Erdmagnetismus auf den magnetisirten Drath ausübt, kann auch keinen Einfluss haben, da bei jeder Richtung des Stromes, mag also am unteren Ende des Drathes ein Nordpol oder ein Südpol erzeugt werden, die Wirkung dieselbe ist.

Man könnte endlich glauben, dass durch die Anziehung der Spirale gegen die unter ihr liegenden Theile des Drathes der Zug des ihn spannenden Gewichtes vermindert würde und dadurch die Aufdrehung des Drathes erfolgte. Um diesen Einfluss zu untersuchen, wurde unten an das die Bleigewichte tragende Messinggefäss an einem Seidenfaden eine Wageschale angehängt und diese mit einem Gewichte von 50 Grammen belastet. Wurde der Draht gedrillt, während die Schale mit dem Gewichte (zusammen 65 Grammen wiegend) daran hing, und dann durch Abbrennen des Seidenfadens dieselbe plötzlich entfernt, so änderte sich die Stellung des am Drath hängenden Spiegels durchaus nicht; ebenso wenig änderte sie sich, als der Drath gedreht wurde und erst nach der Drehung die an ihm hängenden Gewichte um 65 Grammen vermehrt wurden. Andere Versuche bewiesen, dass die elektrodynamische Anziehung der Spirale dem Zuge der Schwerkraft auf den weniger als 5 Grammen wiegenden Drath allein schon das Gleichgewicht nicht halten konnte, so dass also auch dieser Grund die Entdrehung des Drathes nicht veranlasst.

Die beschriebenen Erscheinungen zeigen sich auch an anderen Eisendräthen von 0,2 bis 4,5 Millimeter Durchmesser.

Messingdräthe von resp. 0,4 und 1,5 Millimeter Durchmesser, mögen sie gedreht sein oder nicht, werden durch die Einwirkung des Stromes nicht geändert.

I. Es **detordirt** also der **Magnetismus** die **gedrehten Eisendräthe.**

Völlig ungedrillte Eisendräthe scheinen nicht durch den Strom verändert zu werden, da die schwachen Wirkungen, die bei denselben beobachtet wurden, von der Stromesrichtung unabhängig sind, und wohl auf Rechnung einer kleinen, bei allen Dräthen vorhandenen Torsion zu setzen sind.

Um über die Gesetzmässigkeit dieser Erscheinung Aufschluss zu erhalten, wurden Dräthe verschieden weit gedrillt, und verschiedene Ströme um sie herum geleitet. Die folgende Tabelle enthält einige der hierbei erhaltenen Resultate. In denselben giebt *D* den am Kreise abgelesenen Winkel an, um den der Drath gedrillt ist, *J* die Intensität des herumgeleiteten Stromes, *E* die Anzahl der Theilstriche, um welche sich die Stellung der im Spiegel beobachteten Scala durch die jedesmalige Magnetisirung des Drathes geändert hat. 387

Eisendrath 1,2 Millimeter dick.

$D=23$		$D=43$		$D=125$		$D=218$	
J	*E*	*J*	*E*	*J*	*E*	*J*	*E*
4,4	4,9	5,8	5,2	5,8	4,7	5,8	4,6
15,1	10,8	16,3	11,1	16,3	10	15,3	9,4
34	12,8	34,4	13,3	34,4	12	34,8	12,1
57,7	13,5	57,2	14,3	53,2	13,1	53,2	12.6

II. Nach diesen und vielen anderen Versuchen nimmt die Entdrillung der Dräthe mit dem Wachsen der Intensität der magnetisirenden Ströme in abnehmendem Verhältniss zu und erreicht bald ein Maximum. Sie ist bei geringen Drillungen und bei gleichen Intensitäten der Ströme nahezu dieselbe bei verschieden dicken Dräthen. Bei stärkeren Drillungen nimmt sie indess, namentlich bei dünneren Dräthen, allmälig ab. Der Grund hiervon ist wahrscheinlich, dass bei stärkerer Drehung die Zähigkeit der Dräthe sich allmälig vermindert. Deshalb ist auch bei Stahldräthen die Detorsion durch die Magnetisirung kleiner als bei Eisendräthen.

Viel dünnere Dräthe als die angewandten sind für messende Versuche nicht gut geeignet, da sie sehr langsam aus ihren Torsionsschwingungen zur Ruhe kommen. Sehr viel dickere Dräthe liessen sich in dem angewandten Apparat nicht leicht genügend stark drillen.

Es wurde ferner der 1,2 Millimeter dicke Eisendrath mit verschiedenen Gewichten belastet und zwar in der unten angegebenen Reihenfolge. Jedesmal wurde er sodann um einige Grade gedrillt, und die Entdrillung *E* durch Ströme von zwei verschiedenen Intensitäten *J* beobachtet. Dabei ergab sich:

Belastende Gew.	851 Gr.	549,3 Gr.	1102,9 Gr.	110,9 Gr.
$J=8,7$	$E=5,6$	5,8	5,7	5,4
$J_1=34,5$	$E_1=9,8$	10	10,2	10

III. Es ist also die Entdrehung von dem den Drath spannenden Gewichte unabhängig.

Bei anderen Versuchen wurde ein 0,8 Millimeter dicker, wohl ausgeglühter Eisendrath gedrillt und durch einen starken Strom entdrillt; der Spiegel, der zuerst im Fernrohr den Theilstrich 0 der Scala zeigte, war dadurch auf 14,2 gegangen. Beim Oeffnen des Stromes ging der Spiegel auf 13,8; derselbe Strom brachte ihn wieder auf 14,2; wurde aber der entgegengesetzte Strom angewandt, so ging er auf 11,7 und nun durch den ersten Strom zurück auf 14,2. — Noch eigenthümlicher wird das Verhalten, wenn man nach einander schwache entgegengesetzte Ströme auf einen gedrillten Eisendrath wirken lässt, wie dies die folgende Tabelle ergiebt.

1. Drath I. 0,8 Millimeter dick, gedreht auf 303°.

Intensität	+ 7	0	+ 7	0	— 7	0	+ 7	0	— 7	0
Entdrehung	6,4	4,7	6,4	4,7	13,8	12,1	10,6	10,4	13,5	12,6

2. Drath II. 0,8 Millimeter dick, gedreht auf 530°.

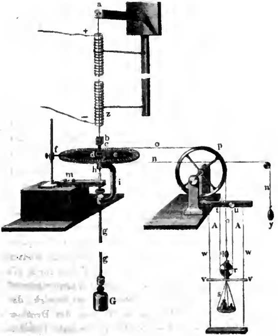
Intensität	— 7,8	0	+ 7,8	0	— 7,8	0	+ 7,8	— 7,8
Entdrehung	5,5	5,2	14	13,7	10,3	9,8	13,5	10,3

IV. Lässt man also auf einen gedrillten Drath einen schwachen Strom wirken, der ihn theilweise aufdreht, so wird bei wiederholter Einwirkung desselben Stromes die Detorsion nicht vermehrt. Ein Strom von derselben Intensität, aber von entgegengesetzter Richtung detordirt den Drath weiter. Ist durch den zuletzt angewandten Strom der Drath so weit entdrillt, als dies durch Magnetisirung geschehen kann, so bewirkt jetzt ein diesem entgegengesetzter Strom wieder eine Zurückdrehung, ein darauf folgender gleich gerichteter eine Aufdrehung.

388 Es wurde ferner untersucht, welchen Einfluss die Magnetisirung auf Eisendräthe ausübt, die zuerst eine permanente Torsion erhalten haben, denen sodann durch eine entgegengesetzte Drehung ein Theil ihrer Torsion wieder genommen worden ist. Zu diesem Zwecke wurde ein ausgeglühter Eisendrath von 1,4 Millimeter Durchmesser und 517 Millimeter Länge zwischen die Klemmen *a* und *b* des Apparates, Fig. 191, geschraubt und in dieser Lage mit einer Glasröhre *z* umgeben, auf welche eine Spirale von Kupferdrath gewickelt war. Durch diese Spirale konnte ein galvanischer Strom geleitet werden, dessen Intensität *J* an einer Tangentenboussole abgelesen wurde. An der unteren Klemme war ein kleiner Glasspiegel *d* befestigt, durch den man die Drehung des Drathes beobachten konnte. Ausserdem trug dieselbe eine horizontale Kreisscheibe *e*, welche an dem Bügel *i* das den Drath spannende Gewicht *G*

(6 Kilogr.) trug. Eine unterhalb der Axe der Kreisscheibe angebrachte feine Stahlspitze *h* lief in einem durch eine Schraube auf- und niederzustellenden Achathütchen. Um die Peripherie der Scheibe war eine Schnur *no* geschlungen, deren eines oder anderes Ende *q* oder *y* über das verti-

Fig. 191.



cale Rad *p* geführt war. An dasselbe konnte ein kleiner eine Rolle *r* tragender Rahmen gehängt werden, der unterhalb mit einer Wagschale und Gewichten belastet wurde, welche den Drath tordirten. Die verticalen Dräthe *w* und der an der Wagschale hefestigte horizontale Stab *v* dienen dazu, Drehungen der Schale *s* zu vermeiden; die Schnur *A*, welche bei *t* befestigt war, und um die die Wagschale *s* tragende Rolle *r* ging, konnte durch den Knopf *u* ganz langsam gesenkt und gehoben werden, so dass die Last *s* ohne Stoss auf den Drath *z* einwirken konnte.

Der Drath wurde nun vor jedem Versuch durch eine an das Ende *q* der Schnur *no* gehängte Last von 70 Grammen tordirt. Nach Aufhebung dieser Last behielt er eine permanente Torsion von etwa 3⁰. Sodann wurde statt des Endes *q* das Ende *y* der Schnur über dies Rad *p* gelegt, die Rolle *r* mit der Wagschale an dieses Ende gehängt und der Drath durch die auf die Schale gelegte Last *L* detordirt. In der folgenden

Tabelle ist die bei einigen Versuchen hierbei beobachtete Abnahme der permanenten Torsion mit A bezeichnet und in Minuten angegeben.

Bei der Einwirkung der galvanischen Ströme von der Intensität J änderte sich die Torsion des Drathes um die Minutenzahl m, welche mit dem Zeichen + oder — bezeichnet ist, je nachdem sich die Torsion vermehrte oder verminderte.

$L=0$ Grm.		$L=15$ Grm.		$L=25$ Grm.		$L=26$ Grm.		$L=40$ Grm.	
$A=0$ Min.		$A=16.7$ Min.		$A=26{,}8$ Min.		$A=27{,}6$ Min.		$A=45{,}2$ Min.	
J	m	J	m	J	m	J	m	J	m
32	−14,7	137	−6,2	25	+0,9	18	+0,9	17,5	+2,9
145	−16,3	−137	−8,6	29,5	+1,8	22	+1,5	25	+3,3
−145	−14,8	+137	−8,5	40,5	+1,5	33	+1,8	42,5	+3,7
+145	−16,3	−137	−8,6	55,4	+1,1	65	+1,5	62,5	+4,8
				72,6	+0,9	148	+1,1	143	+4,2
				90	+0,7	−148	+0,2	−143	+4,6
				148	+0,4	+148	+0,2	+143	+5,3
				−148	−0,8	0	+0,2	−143	+5,1
				+148	−0,4			0	+5,3
				−148	−0,8				

Wenn auch die beobachteten Aenderungen oft nur klein sind, so ergiebt sich doch mit Sicherheit das folgende Resultat:

V. Magnetisirt man einen Eisendrath, der eine bestimmte permanente Torsion erhalten hat, so **vermindert** sich hierdurch seine Torsion. Hat man einem tordirten Eisendrath durch entgegengesetzte Drehung einen kleinen Theil seiner Torsion genommen, so bewirkt die Magnetisirung eine schwächere Verminderung der Torsion des Drathes als vorher. Ist die durch die entgegengesetzte Drehung erzeugte Detorsion des Drathes grösser gewesen, so bewirken schwache Magnetisirungen zuerst eine **Vermehrung** der Torsion bis zu einem Maximum. Stärkere Magnetisirungen vermindern dieselbe wieder. Je stärker die Detorsion war, desto grösser muss auch die Magnetisirung des Drathes sein, um jenes Maximum zu erreichen. War die Detorsion sehr gross, so wächst die Torsion des Drathes durch die Magnetisirung selbst bis zur Anwendung derjenigen magnetisirenden Kräfte, welche das Maximum der durch die Magnetisirung überhaupt erreichbaren Aenderung der Torsion des Drathes bewirken.

389 Bei einer ferneren Versuchsreihe wurden die Eisendräthe durch Herumleiten galvanischer Ströme magnetisirt, **während** noch das den Drath tordirende Gewicht auf ihn wirkte. Es ergab sich:

VI. Wird der Eisendrath durch Gewichte tordirt und sodann magnetisirt, während die tordirende Kraft auf ihn wirkt, so tordirt er sich bei schwacher Magnetisirung stärker und behält nach Aufhebung des

magnetisirenden Stromes die neu erlangte Torsion bei. Bei stärkerer Magnetisirung detordirt sich indess der Drath und kehrt nach Aufheben der Magnetisirung in seine frühere Gleichgewichtslage zurück. Bei öfterer Wiederholung dieses Versuches ist noch eine langsame Zunahme der Torsion des Drathes bemerkbar. Ist indess der Drath vor der Magnetisirung erschüttert worden, so bewirken jetzt die Magnetisirungen gleich eine Zurückdrehung des Drathes, der nach Aufhebung derselben in seine vorige Lage zurückgeht.

Diese Versuche geben zugleich ein Maass für die Kraft, mit welcher der Drath durch die Magnetisirung detordirt wird, da durch dieselbe z. B. noch ein Gewicht von 110 Grm., welches an dem Rande der Kreisscheibe des Torsionsapparates wirkt, gehoben wird. Da die Dicke des Eisendrathes 1,4 Millimeter, der Durchmesser der Kreisscheibe 140 Millimeter betrug, so würde also die entdrehende Kraft der Magnetisirung noch einem an der Peripherie des Drathes wirkenden Gewicht von 11000 Grm. das Gleichgewicht halten.

Dass die Kraft, welche erforderlich ist, um die Theilchen eines magnetisirten Stahes aus der ihnen durch die magnetisirenden Kräfte angewiesenen Stellung zu entfernen, grösser ist, als um die Theilchen eines unmagnetisirten Stabes zu verschieben, scheint auch eine Erfahrung von **Ruhmkorff**[1]) zu zeigen, nach welcher eine Klemmschraube (*bride*) von weichem Eisen, mittelst deren ein Pol eines künstlichen Magnetes zusammengepresst wird, härter wird und schwerer zu feilen ist, als wenn sie vom Magnet entfernt wird, wobei dann freilich auch die Anziehung der Feile durch das magnetisirte Eisen einen gewissen Einfluss haben konnte[1]).

An diese Resultate schliessen sich einige andere von mir gefundene an, welche mit denselben im innigen Zusammenhange stehen. 390

Leitet man einen galvanischen Strom durch einen Magnet in der Richtung seiner Axe, so tordirt er sich.

Die Versuche wurden an Eisen und Stahldräthen von 1 bis 2,5 Millimeter Dicke angestellt, welche mit ihrem oberen Ende vermittelst einer Klemme vertical in der Axe einer Spirale von übersponnenem Kupferdrath (§. 386) aufgehängt waren und unten mit Gewichten belastet wurden. An diesen Gewichten war eine verticale Spitze von Stahl befestigt, die unten in Quecksilber tauchte. Die Dräthe wurden magnetisirt, indem ein Strom durch die Spirale geleitet wurde. Beim Hindurchleiten eines zweiten Stromes durch den Drath selbst tordirte sich derselbe. Die Grösse seiner Torsion wurde vermittelst der Spiegelablesung bestimmt.

Befindet sich der Nordpol des magnetisirten Drathes oberhalb, und durchfliesst ihn der hindurchgeleitete Strom von oben nach unten, so tordirt sich das untere freie Ende desselben (von oben gesehen) in der Richtung der Bewegung des Uhrzeigers. Umkehrung der Richtung des

---

[1]) **Ruhmkorff**, Compt. rend. T. L, p. 166; Pogg. Ann. Bd. CX, S. 528. 1860.

magnetisirenden oder des durch den Drath hindurchgeleiteten Stromes kehrt die Richtung seiner Torsion um. Umkehrung beider Ströme lässt sie ungeändert.

Die Torsion nimmt bei gleicher Magnetisirung mit wachsender Intensität des hindurchgeleiteten Stromes bis zu einem Maximum zu, welches bei den von mir gebrauchten Dräthen etwa $^1/_4$ bis $^1/_2$ Grad betrug.

Ist der Drath stärker magnetisirt, so ist die durch den hindurchgeleiteten Strom von gleicher Intensität wie vorher bewirkte Torsion geringer.

Bei gleicher Intensität des magnetisirenden und hindurchgeleiteten Stromes ist die Torsion des Drathes von der Grösse des unten angehängten, ihn spannenden Gewichtes nahezu unabhängig.

Die beiden zuletzt aufgeführten Sätze beweisen, dass die Torsion nicht durch die elektromagnetische Ablenkung der an der Peripherie des Drathes befindlichen magnetischen Längsfasern desselben durch den hindurchgeleiteten Strom bedingt sein kann.

Die beschriebene Wirkung zeigt sich auch, wenn man einen Strom durch Dräthe leitet, welche einige Zeit in verticaler Richtung aufgehängt und so durch den Erdmagnetismus magnetisirt worden sind, oder an solchen, welche auf irgend eine andere Art eine permanente Magnetisirung erhalten haben.

Leitet man durch einen in der Axe einer Magnetisirungsspirale vertical aufgehängten Eisendrath zuerst einen Strom direct hindurch und magnetisirt ihn erst dann durch schwache Ströme, welche man durch jene Spirale leitet, so tordirt er sich zuerst in demselben Sinne, wie wenn die beiden Ströme in umgekehrter Reihefolge geschlossen worden wären. Diese Torsion steigt mit wachsender Intensität der magnetisirenden Ströme bis zu einem Maximum. Bei noch stärkeren magnetisirenden Strömen detordirt sich der Drath wieder.

3. Theorie der Beziehungen zwischen Torsion und Magnetismus.

391 Es bietet ein besonderes Interesse dar, die in den vorigen Paragraphen aufgeführten Resultate zusammenzustellen und sie zugleich mit analogen Erscheinungen zu vergleichen, welche sich mir bei der Untersuchung der Verhältnisse der Torsion verschiedener Dräthe ergeben haben:

Torsion.	Magnetismus.
1. Erschütterungen während der Einwirkung eines tordirenden Gewichtes vermehren die Torsion eines Drathes.	1. Erschütterungen während der Einwirkung eines magnetisirenden Stromes vermehren den Magnetismus eines Stabes.
2. Die permanente Torsion des Drathes nach Aufhebung des tordi-	2. Der permanente Magnetismus des Stabes nach Aufhebung des mag-

Torsion.

renden Gewichtes wird dagegen durch Erschütterungen vermindert.

3. Ein tordirter und dann detordirter Drath verliert je nach der Grösse der Detorsion durch Erschüttern von seiner Torsion, oder erhält von Neuem Torsion.

---

4. Die permanente Torsion der Eisendräthe nimmt durch ihre Magnetisirung ab, und zwar in einem mit wachsender Magnetisirung abnehmenden Verhältniss.

5. Wiederholte Magnetisirungen im gleichen Sinne vermindern die Torsion des Drathes kaum noch. Eine Magnetisirung im entgegengesetzten Sinne, wie die erste, bewirkt aber eine neue starke Verminderung der Torsion.

6. Ist ein Drath durch öfteres Hin- und Hermagnetisiren so weit detordirt, als dies durch die Magnetisirung überhaupt möglich ist, so nimmt er nun bei der Magnetisirung in einem Sinne ein Maximum, bei der Magnetisirung im entgegengesetzten Sinne ein Minimum der Torsion an.

7. Ein tordirter Drath, der zum Theil detordirt worden, verliert bei der Magnetisirung viel weniger an seiner Drillung, als ein gewöhnlich tordirter. Ein Drath, der weiter detordirt worden, zeigt bei schwacher Magnetisirung zuerst eine Zunahme seiner Torsion, die bei wachsender Magnetisirung bis zu einem Maximum steigt und dann wieder abnimmt. Je stärker der Drath detordirt wurde, desto stärker muss die Magnetisirung sein, um jenes

Magnetismus.

netisirenden Stromes wird dagegen durch Erschütterungen vermindert.

3. Ein magnetisirter und dann entmagnetisirter Stab verliert je nach der Grösse der Entmagnetisirung durch Erschüttern noch mehr Magnetismus, oder erhält von Neuem Magnetismus.

---

4. Der permanente Magnetismus der Stahlstäbe nimmt durch ihre Torsion ab, und zwar in einem mit wachsender Torsion abnehmenden Verhältniss.

5. Wiederholte Torsionen im gleichen Sinne vermindern den Magnetismus des Stahlstabes nur noch wenig. Eine Torsion im entgegengesetzten Sinne, wie die erste, bewirkt aber eine neue starke Verminderung der Torsion.

6. Ist ein Stab durch öfteres Hin- und Hertordiren so weit entmagnetisirt, als dies durch die Torsion in bestimmten Grenzen überhaupt möglich ist, so nimmt er nun bei der Torsion in einem Sinne ein Maximum, bei der Torsion im entgegengesetzten Sinne ein Minimum der Magnetisirung an.

7. Ein magnetisirter Stab, der zum Theil entmagnetisirt worden, verliert bei der Torsion viel weniger Magnetismus, als ein gewöhnlich magnetisirter. Ein Stab, der weiter entmagnetisirt worden, zeigt bei schwacher Tordirung zuerst eine Zunahme seines Magnetismus, die bei wachsender Torsion bis zu einem Maximum steigt und dann wieder abnimmt. Je stärker der Stab entmagnetisirt wurde, desto stärker muss die Torsion sein, um jenes

Torsion.	Magnetismus.
Maximum zu erreichen. Ist der Drath sehr stark entdrillt, so wächst seine Torsion selbst bis zur Anwendung der stärksten Magnetisirungen.	Maximum zu erreichen. Ist der Stab sehr stark entmagnetisirt, so wächst die Magnetisirung selbst bis zur Anwendung sehr starker Torsionen.
8. Wird ein Drath magnetisirt, während er unter dem Einflusse des tordirenden Gewichtes steht, so nimmt seine Torsion bei schwacher Magnetisirung zu, bei stärkerer wieder ab.	8. Wird ein Stahlstab tordirt, während er unter dem Einflusse des magnetisirenden Stromes steht, so nimmt sein Magnetismus bei schwacher Torsion zu, bei stärkerer wieder ab.
9. Leitet man durch einen magnetisirten Eisendrath einen Strom oder magnetisirt man einen Eisendrath, durch den man einen Strom geleitet hat, so tordirt er sich.	9. Tordirt man einen Eisendrath während oder nach dem Hindurchleiten eines galvanischen Stromes, so wird er magnetisch.

392 Aus der vorstehenden Vergleichung ergiebt sich eine selbst bis in die Einzelheiten gehende Analogie zwischen den Phänomenen des Magnetismus und denen der Torsion.

Es würden die Resultate, welche diese Analogie begründen, nur schwer mit der älteren Annahme von magnetischen Fluidis vereinbar sein, welche erst bei der Magnetisirung des Eisens und Stahls in den einzelnen Molecülen derselben vertheilt werden.

Mit Unrecht würde man indess aus jener Analogie folgern, dass die Magnetisirung auf einer Torsion der magnetisirten Stäbe beruhe. Eine solche ist durch das Experiment nicht nachzuweisen; auch ergeben sich ähnliche Beziehungen, wie bei der Torsion der Drähte, auch bei anderen Verschiebungen ihrer Molecüle, z. B. bei ihrer Biegung u. s. f.

Wir haben wohl auch nicht nöthig, mit Wertheim (l. c.) besondere Annahmen über die Bewegungen des die Atome der Körper umgebenden Aethers zu machen, um dieselben zu erklären. Vielmehr scheint uns aus den mitgetheilten Resultaten mit Sicherheit zu folgen, dass bei der Magnetisirung ähnliche mechanische Vorgänge stattfinden, wie bei der Torsion.

Wir wollen versuchen, unter Zugrundelegung der Annahme drehbarer Molecularmagnete, welche durch die magnetisirenden Kräfte gerichtet und durch die Molecularkräfte in ihre unmagnetischen Gleichgewichtslagen zurückgeführt werden, welche aber bei ihrer Einstellung in die ihnen durch die wirksamen Kräfte gebotene Lage einen gewissen Widerstand erfahren, der im Stahl grösser ist, als im harten und weichen Eisen, die zuweilen scheinbar so complicirten Erscheinungen abzuleiten.

393 Die Wirkung der Erschütterungen auf die magnetisirten Körper und die mechanischen Kräften unterworfenen Körper besteht darin, dass die

Molecüle derselben in Bewegung gesetzt werden. Der Widerstand, der ihrer Einstellung durch die einmal wirkenden Kräfte hinderlich ist, wird vermindert; die Reihung der Ruhe wird gewissermaassen in die kleinere Reihung der Bewegung verwandelt. Daher werden in allen Fällen die Theilchen mehr den gerade auf sie wirkenden Kräften folgen können, und es müssen Erschütterungen eine Zunahme der temporären, eine Abnahme der permanenten Torsionen und Magnetisirungen bewirken (vergl. §. 375).

Die Torsion eines permanent magnetischen Stabes hat eine dauernde und eine vorübergehende Wirkung. Zuerst werden durch die Torsionen die Molecüle des Stabes, wie durch andere Erschütterungen, nur in weiteren Wegen hin- und herbewegt. Die Axen der Molecularmagnete, welche der der Axe des Stabes parallelen Stellung bei der Magnetisirung zugeneigt wurden, werden bei der Torsion wieder mehr und mehr in ihre frühere Lage zurückkehren und dieselbe dann dauernd beibehalten. Daher verliert der Stab dauernd an seinem permanenten Magnetismus. — Die zweite vorübergehende Wirkung der Torsion ist die folgende: Werden durch das Magnetisiren eines, wir wollen im Folgenden stets annehmen, senkrecht aufgestellten Stabes die Axen der Molecularmagnete mehr oder weniger senkrecht gerichtet, so können ihre Axen in allen möglichen senkrechten Ebenen liegen, von denen die einen durch die Axe des Stabes selbst gelegt, die anderen derselben parallel sind. Von der Axe aus betrachtet werden in diesen letzteren Ebenen ebenso viele Molecüle ihre Nordpole z. B., zur linken, wie zur rechten Seite wenden. Bei der Torsion werden daher ebenso viele Molecüle mit ihren Axen zur senkrechten Richtung in die Höhe gedreht werden, wie andere ebenso weit zur horizontalen Richtung gesenkt. Die durch die Hebung der Axen der ersten Molecüle bewirkte Zunahme des magnetischen Momentes des Stabes wird durch die durch die Senkung der Axen der anderen Molecüle bewirkte Abnahme desselben compensirt. Anders verhalten sich die Molecularmagnete, deren Axen in den durch die Axe des Stabes gehenden Ebenen liegen. Diese werden alle bei der Torsion des Stabes mit ihren Axen gegen die horizontale Lage hingeneigt werden. Hierdurch vermindert sich der Magnetismus des Stabes. Beim weichen Eisen scheinen die leicht beweglichen Molecüle, gerade wie ihre Axen während der Wirkung eines magnetisirenden Stromes sich leicht unter seinem Einfluss der Axe des Stabes zuneigen, so auch mit ihren Axen leicht der Drehung des Stabes zu folgen. Die bei der Torsion erfolgende Abnahme des Magnetismus ist daher hier bedeutend. Beim Stahl werden indess die Molecüle durch den ihrer Drehung entgegenstehenden Widerstand verhindert, der bei der Torsion zwischen ihnen stattfindenden Reihung weit nachzugehen; ihre Axen weichen weniger aus ihrer gegenseitigen Lage; die Abnahme des Magnetismus ist geringer. 394

Kehrt der Stab nach der Torsion in seine Ruhelage zurück, so kommen im Eisenstab die Molecüle auch wieder völlig in ihre frühere Stel-

lung; der Magnetismus des Stabes wächst bis zur völligen Detorsion und nimmt bei einer Torsion nach der entgegengesetzten Seite wieder ab. So zeigen es die Beobachtungen von Wertheim. Anders verhält sich der Stahl, in dem die einmal bei der Torsion um ihren Schwerpunkt gedrehten Molecüle fester ihre neue Stellung bewahren. Ihre Axen bleiben daher auch bei der Detorsion gegen die Axe des Stabes nach der Seite der ersten Drehung hin geneigt, der Magnetismus des Stabes ist gegen früher vermindert. Erst wenn der Stab nach der entgegengesetzten Seite tordirt wird, richten sich die Axen der Molecüle allmälig auf, und der Magnetismus des Stabes nimmt bei dieser Torsion bis zu einem Maximum zu.

395 Wird ein Stab tordirt, während er unter dem Einflusse des magnetisirenden Stromes steht, so wirkt anfänglich die Torsion wieder wie eine Erschütterung: die Molecüle folgen mehr dem Zuge der magnetisirenden Kraft, ihre magnetischen Axen neigen sich mehr zum Parallelismus mit der Axe des Stabes, der temporäre Magnetismus desselben vermehrt sich.

Bei weiteren Torsionen verhalten sich in diesem Falle Eisen und Stahl verschieden. Im weichen Eisen folgen die magnetischen Axen der Molecüle leicht der Drillung des Stabes und neigen sich stark von derselben ab in windschiefe Lagen; indess wird ebenso der Zug der magnetisirenden Kraft sie verhältnissmässig leicht wiederum gegen die Axe des Stabes hin erheben und dadurch den durch die erste Bewegung bewirkten Verlust des Stabes an Magnetismus zum Theil compensiren. Da indess mit wachsender Torsion der Stab härter, seine Molecüle weniger beweglich werden, so kann die magnetisirende Kraft dabei doch nicht ganz die Senkung der Axen der Molecüle aufheben; der temporäre Magnetismus vermindert sich also durch die Torsion. Bei der Detorsion des Stabes nach geringeren Torsionen werden die Molecüle wieder ganz beweglich und in ihre frühere Lage völlig zurückkehren. Der temporäre Magnetismus des Stabes wächst wieder bis zur völligen Detorsion.

Bei grösseren Torsionen werden im tordirten weichen Eisenstab, selbst wenn die Torsionen so gross gewesen sind, dass sie ihm eine permanente Drillung ertheilt haben, die Molecüle dennoch im Verhältniss zu denen des harten Eisens und Stahls eine grosse Beweglichkeit besitzen und daher auch nur wenig fest in einer gegen die Axe des Stabes windschiefen Lage verharren. Wird daher vor der Detorsion der magnetisirende Strom aufgehoben, und kehren die Molecüle dann fast vollständig in ihre mechanische Gleichgewichtslage zurück, so werden sie bei der Detorsion durch die dabei erfolgenden Erschütterungen dieser Gleichgewichtslage sich noch mehr nähern, und sich dabei mit ihren magnetischen Axen nur wenig gegen die Axe des Stabes erheben, um bei etwas bedeutender Entdrillung sogleich wieder zu sinken. Das Maximum des permanenten Magnetismus zeigt daher der Stab bei einer sehr kleinen Detorsion.

Wird ein harter Eisen- oder Stahlstab während der Einwirkung der magnetisirenden Kraft stark tordirt, so nehmen die Molecüle mit ihren magnetischen Axen gegen die Axe des Stabes wiederum windschiefe Lagen an, aus denen sie wegen ihrer geringeren Beweglichkeit auch durch den Zug der magnetisirenden Kraft nur wenig entfernt werden. Zugleich aber werden, wie wir schon oben angenommen, auch bei der Torsion die Axen der Molecüle nicht ganz der mechanischen Drehung des Stabes folgen, daher ihre Entfernung von der ersten Stellung nicht bedeutend sein. Bei der Torsion des harten Stabes wird daher sein temporärer Magnetismus abnehmen, wenn auch nicht sehr stark. Bei der Detorsion wird der Stab seinen früheren temporären Magnetismus wieder annehmen, wenn die Torsion nicht bedeutend war, so dass nach Aufhebung derselben die Molecüle in ihre früheren Lagen zurückkehren konnten. Wird aber der Stab so stark tordirt, dass er eine permanente Torsion behält, so werden sich bei geringer Detorsion die windschief geneigten magnetischen Axen der Molecüle, unterstützt von der Kraft des magnetisirenden Stromes, zuerst gegen die Axe erheben und somit der Magnetismus des Stabes zunehmen. Bei weiterer Detorsion werden die Axen der Molecüle sich nach der anderen Seite senken und die magnetisirende Kraft bei ihrer geringen Beweglichkeit nicht mehr genügen, um sie ebenso weit wieder zu erheben. Daher vermindert sich bei weiterer Detorsion der temporäre Magnetismus.

Wird der magnetisirende Strom vor der Detorsion aufgehoben, so weichen die magnetischen Axen der Molecüle nicht weit in ihre Stellung zurück. Sie werden bei der Detorsion wieder zuerst gegen die Axe des Stabes gehoben, dann nach der anderen Seite hin gesenkt, und zwar wird die Hebung eine stärkere Detorsion erfordern, als während der Einwirkung des Stromes, da die Kraft des letzteren zur Aufrichtung der Axen der Molecüle beitrug. Also auch hier wird der permanente Magnetismus des Stabes bei seiner Detorsion zuerst zu- und dann abnehmen. Wird der Strom nach der Detorsion erst unterbrochen, so sind, wie wir so eben erwähnt, jetzt die Axen der Molecüle nach der entgegengesetzten Seite, wie vorher, geneigt; der Stab wird also erst bei einer neuen Zurückdrehung nach der ersten Seite hin sein Maximum an Magnetismus zeigen.

Auf diese Weise erklären sich die complicirten Erscheinungen, welche Wertheim bei Untersuchung der Rotation des Maximums des temporären und permanenten Magnetismus beobachtet hat. Es ist aus dem Vorhergehenden ersichtlich, weshalb diese Maxima für die verschiedenen Eisensorten verschieden liegen, so dass das Maximum des temporären Magnetismus beim harten Eisen weit von der mechanischen Gleichgewichtslage des magnetisirten Stabes, das Maximum des permanenten Magnetismus näher bei derselben auftreten muss, beim weichen Eisen aber das umgekehrte Verhältniss sich zeigt.

Erschütterungen, die einem während der Dauer des magnetisirenden Stromes tordirten Stabe ertheilt werden, können die vorliegenden Erschei-

nungen ändern, da unter ihrem Einfluss, namentlich bei Eisenstäben, die Molecüle leichter den von aussen wirkenden Kräften folgen. Es sind daher solche Erschütterungen nur mit Vorsicht anzuwenden, da sie leicht Unregelmässigkeiten veranlassen können. Schlägt man z. B. einen Stahlstab, während er in einer Magnetisirungsspirale in einer ganz festen Lage sich befindet, so nimmt freilich sein Magnetismus allmälig bis zu einem Maximum zu. Ist dieses aber erreicht, so bewirkt oft ein Schlag eine geringe Abnahme des Magnetismus, ein anderer wieder eine Zunahme desselben, je nachdem die Molecüle einmal durch die Erschütterungen in diese oder jene Lage gebracht werden und darin verharren [1]).

Die von Matteucci beobachteten Inductionsströme, welche in einem, mit seinen Enden mit den beiden Enden des Drathes eines Galvanometers verbundenen Eisenstabe auftreten, wenn der Stab im Innern einer Magnetisirungsspirale tordirt wird, ergeben sich ohne Weiteres, wenn man mit Matteucci den Stab als aus einzelnen magnetischen Fasern zusammengesetzt betrachtet, die sich bei der Torsion des Stabes um seine Axe hierhin oder dorthin winden. Da indess diese Erklärung nicht genügt, um den grössten Theil der im Vorhergehenden mitgetheilten Thatsachen zu begründen, würden wir wohl besser die Entstehung jener Inductionsströme der abwechselnden Neigung der Axen der magnetischen Molecüle des Stabes nach der einen und der anderen Seite bei seiner Torsion zuschreiben.

396 Bei der Magnetisirung eines permanent tordirten Stabes treten dieselben Erscheinungen wie bei der Torsion eines magnetisirten Stabes ein. Auch hier findet eine dauernde Abnahme der Torsion bei der Magnetisirung statt, weil durch dieselbe zunächst die Molecüle beweglich gemacht werden. Nachher ergiebt die Magnetisirung vorübergehende Aenderungen der Torsion, indem bei der Hin- und Hermagnetisirung die Molecularmagnete hin- und hergedreht werden und ihren Bewegungen die ganze Masse des tordirten Stabes folgt, gerade wie sich dies umgekehrt bei der Torsion der Magnetstäbe in Bezug auf die Bewegungen der magnetischen Molecüle ergeben hat.

An Drähten, welche noch durch die tordirenden Gewichte in einer bestimmten Drillung erhalten werden, zeigt sich namentlich sehr gut die Erschütterungswirkung der Magnetisirung, und wie nach Beendigung derselben die bei der Magnetisirung erfolgende Aufrichtung der Axen der Molecüle in eine der Axe des Drathes parallele Stellung auch eine Geradrichtung des in sich gewundenen Drathes, eine Detorsion zur Folge hat, welche offenbar verschwinden muss, wenn nach Aufhebung der Magnetisirung die Molecüle unter dem Einfluss des tordirenden Gewichtes ihre vorige Lage wieder einnehmen.

Das merkwürdige Verhalten tordirter und dann theilweise detordirter Drähte bei der Magnetisirung und magnetisirter und nachher theilweise

[1]) Wiedemann l. c.

entmagnetisirter Dräthe beim Tordiren erklärt sich wohl daraus, dass die Molecüle solcher Dräthe gewissermaassen in einer weniger stabilen Gleichgewichtslage sind, aus welcher sie durch die beim Magnetisiren oder Tordiren stattfindenden Erschütterungen sich in eine stabilere Gleichgewichtslage begeben; diese nähert sich bei starken Detorsionen und Entmagnetisirungen den vor diesen Processen statthabenden Lagen der Molecüle. Werden indess die Molecüle durch stärkere Magnetisirungen oder Torsionen in weiteren Wegen gedreht oder an einander verschoben, so verlässt der Drath auch jene Gleichgewichtslagen und bequemt sich mehr und mehr den durch diese Wirkungen regelmässig verursachten Verschiebungen der Molecüle an, weshalb dann eine Abnahme an Torsion oder Magnetismus eintritt.

Die Magnetisirung eines Eisendrathes, durch welchen man einen 397
Strom geleitet hat, vermittelst der Torsion erklärt sich auf folgende Weise:

Wir haben schon §. 349 erwähnt, dass durch einen durch einen Eisendrath geleiteten Strom die magnetischen Molecüle in demselben sich in einer gegen die Axe des Drathes transversalen Lage ordnen. Ist z. B. der positive Strom durch den Eisendrath von oben nach unten geleitet, so werden die Nord- und Südpole *n* und *s* der Molecüle in demselben sich wie in der Fig. 192 stellen. Wird nun der Drath tordirt, so verschieben sich sowohl die unter einander liegenden Querschnitte desselben an einander, als auch die parallel seiner Axe liegenden Molecülreihen. Durch beide Bewegungen können die an einander liegenden Molecüle über einander hingleiten und gewissermaassen auf einander entlang rollen. Die Versuche zeigen, dass die letztere Bewegung überwiegt. Wird nämlich der Drath schraubenrechts gedreht, wie in Fig. 193, so würden durch die erstere Bewegung die Nordpole, durch die zweite die Südpole der einzelnen Molecüle nach oben gekehrt. In der That erhält aber der Drath bei der erwähnten Torsion oberhalb einen Südpol, bei der entgegengesetzten einen Nordpol. — In analoger Weise können wir auch die §. 390 erwähnten Erscheinungen erklären.

Fig. 192.



Fig. 193.



III. Beziehungen zwischen dem magnetischen Moment und den mechanischen Veränderungen der Länge der Eisenstäbe.

Mattencci[1]) hat gefunden, und Wertheim hat die Beobachtung 398
bestätigt, dass die Längsdehnung eines harten Eisenstabes, während er

[1]) Matteucci, Ann. de Chim. et de Phys. T. LIII, p. 416. 1858.*

in einer Magnetisirungsspirale sich befindet, sein temporäres magnetisches Moment vermehrt. Hört die dehnende Kraft auf zu wirken, so nimmt das Moment wieder ab. Weiche Eisenstäbe sollen sich nach Matteucci gerade umgekehrt verhalten. Nach dem Oeffnen des magnetisirenden Stromes soll in beiden Fällen eine Verlängerung eine Zunahme, die Verkürzung eine Abnahme des permanenten Magnetismus ergeben.

Die Versuche wurden in der Weise angestellt, dass die Eisenstäbe in einer Magnetisirungsspirale gedehnt wurden, welche eine mit einem Galvanometer verbundene Inductionsspirale umgab. Der bei der Dehnung entstehende Inductionsstrom gab die Aenderung der Magnetisirung an.

Wertheim [1]) macht indess mit Recht darauf aufmerksam, dass bei diesen Versuchen zwei Fehlerquellen einfliessen können. Einmal verschiebt sich beim Dehnen das freie Ende des Eisenstabes gegen die Magnetnadel des den Inductionsstrom messenden Galvanometers und kann so eine Ablenkung derselben bewirken. Dieselbe würde sich aber umkehren, wenn man die dehnende Kraft abwechselnd an dem einen oder anderen Ende des Stabes wirken liesse. Dann wird auch der Stab, der stets ein wenig gebogen ist, durch die dehnende Kraft gerade gerichtet, und die hierbei erfolgende Biegung würde gleichfalls das magnetische Moment des Stabes ändern. — Endlich würde auch, selbst wenn das Moment des Stabes sich nicht änderte, bei seiner Dehnung sein Ende mehr als vorher aus der Inductionsspirale heraustreten und dadurch zur Bildung von Inductionsströmen Veranlassung geben können. Da die beobachteten Aenderungen des Magnetismus bei der Verlängerung ausserdem nur klein sind im Verhältniss zu den durch die Torsion bewirkten, so dass Mattencci sie wenigstens bei harten Eisenstäben nicht direct an einem mit einem Spiegel versehenen astatischen Nadelsystem mittelst der Spiegelablesung, sondern nur vermittelst der Inductionsströme auffinden konnte, so wäre ein sorgfältigeres Studium dieser Versuche wünschenswerth.

399 Sicherer ist die umgekehrte Beziehung durch Joule [2]) nachgewiesen, dass nämlich die Länge eines Eisenstabes bei der Magnetisirung geändert wird. In ein unten geschlossenes, senkrecht aufgestelltes, mit Wasser gefülltes Glasrohr wurde ein zwei Fuss langer Eisenstab gestellt, dessen anderes Ende gegen einen aus zwei Hebeln zusammengesetzten Fühlhebel drückte. Die Ablenkungen dieses letzteren wurden durch ein mit einem Mikrometer versehenes Mikroskop beobachtet. Die Verschiebung des Hebels um einen Theilstrich des Mikrometers entsprach der Verlängerung der Stange um $\frac{1}{138528}$ Zoll. Das Glasrohr wurde mit einer Drathspirale umgeben, die so lang war, dass die Enden des Eisenstabes einen Zoll weit innerhalb der Enden derselben sich befanden, und durch sie ein Strom geleitet, dessen Intensität an einer Tangentenboussole abgelesen wurde.

[1]) Wertheim l. c., S. 421. — [2]) Joule, Phil. Mag. Vol. XXX, p. 76 und 225. 1847.*

Der Magnetismus m des Eisenstabes wurde vermittelst einer nicht sehr zu empfehlenden Methode gemessen, indem ein horizontal der Mitte desselben gegenüber nach Art eines Wagebalkens aufgehängter und an beiden Enden mit Wagschalen versehener Magnetstab durch Gewichte stets in horizontaler Lage erhalten wurde, wenn die Anziehung des Eisenstabes ihn aus dieser Lage abzulenken strebte (vergl. Fig. 194). Von den erhaltenen Werthen mussten die aus der Ablenkung der Nadel der Tangentenboussole berechneten Gewichte subtrahirt werden, welche erforderlich waren, um den Magnetstab unter der Einwirkung der vom Strom durchflossenen Spirale allein im Gleichgewicht zu erhalten. Die Versuche ergaben eine Verlängerung des Stabes, welche $\frac{1}{720000}$ seiner Länge betrug, als der Stab das Maximum des temporären Magnetismus erhalten hatte. Bei Aufheben des magnetisirenden Stromes blieb mit dem Verbleiben von permanentem Magnetismus in dem Stab auch ein Theil dieser Verlängerung zurück.

Die folgende Tabelle, in welcher l die jedesmalige Verlängerung von weichen Eisenstäben bei ihrer temporären und permanenten Magnetisirung M und m bezeichnet, giebt ein Beispiel der erhaltenen Resultate:

	M	l	$\frac{M^2}{l}$	m	l	$\frac{m^2}{l}$
I.	0,49	1	240	0,42	0,7	252
	0,93	3,6	240	0,74	2,4	228
	1,42	8,3	243	1,00	4,5	222
	1,87	14,8	236	1,26	7,2	220
	2,21	24,2	202	1,35	10,9	168
II.	0,21	0,4	110	0,08	0,3	21
	0,32	1,0	102	0,12	0,8	18
	0,72	2,8	185	0,16	1,8	14
	1,95	13,8	275	0,21	5,4	8
	2,38	19,2	295	0,21	7,2	6

Die Verlängerung der Stäbe soll nach diesen Versuchen dem Quadrat des jedesmaligen temporären oder permanenten Magnetismus proportional sein. Sie ist grösser bei weichen als bei harten Stäben.

Die Abweichungen von diesem Gesetz, welche sich auch in obiger Tabelle ergeben, in welcher jedesmal $\frac{M^2}{l}$ und $\frac{m^2}{l}$ constant sein müsste, sucht Joule in der ungleichen Vertheilung des Magnetismus im Innern der Eisenstäbe bei Anwendung verschiedener magnetisirender Kräfte, indem die äusseren, durch den Strom magnetisirten Theile der Stäbe entgegengesetzt polarisirend auf die inneren Theile einwirken.

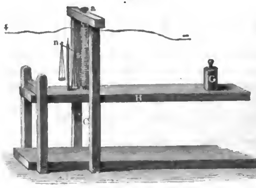
Bei weichen Eisenstäben, bei denen dieser Einfluss geringer ist, sind

die Abweichungen der Werthe $\frac{M^2}{l}$ und $\frac{m^2}{l}$ unter einander nicht ganz so gross. Bei einer weichen Stahlstange schwankten sie indess, wenn M von 0,74 bis 1,90 wechselt, zwischen 391 und 481.

Bei Umkehr der Richtung des magnetisirenden Stromes würde, nach Joule, nicht sogleich in allen Theilen der Stäbe der permanente Magnetismus aufgehoben, sondern sie behielten solchen noch an einzelnen Stellen bei, so dass dieselben eine Verlängerung zeigen, selbst wenn die magnetische Wage neben ihnen keinen Magnetismus mehr anzeigt.

400 Bei ferneren Versuchen untersuchte Joule das Verhalten gespannter und der Länge nach zusammengepresster Stäbe oder Drähte. — Wird der Eisenstab bei diesen Versuchen stark gespannt, so kann sich die Erscheinung umkehren und an Stelle der Verlängerung eine Verkürzung der Stäbe treten. Dies zeigt sich namentlich bei Anwendung dünnerer Dräthe. Diese wurden an ihrem oberen Ende a, Fig. 194, vertical

Fig. 194.



in der Axe der magnetisirenden Spirale S aufgehängt. Unten waren sie an einem vermittelst einer Stahlschneide auf einer Stahlplatte aufliegenden Hebel H befestigt, welcher durch Gewichte G belastet wurde. Der Hebel übertrug seine Bewegungen bei Veränderung der Länge des Drathes auf einen zweiten Hebel, dessen Ablenkungen durch ein mit Mikrometer versehenes Mikroskop abgelesen wurden. Eine magnetische Wage, deren Wagebalken ns aus einem Magnet bestand, ähnlich der bei den früheren Versuchen verwendeten, diente zur Messung des Magnetismus des Drathes. Wurde an Stelle des Drathes ein mit der magnetisirenden Spirale umgebener Eisenstab vertical unter dem Hebel bei C aufgestellt, so konnte man auch durch Auflegen der Gewichte G den Stab der Länge nach zusammenpressen und dann die Wirkung der Magnetisirung untersuchen.

Die Pressung hatte hierbei keinen wesentlichen Einfluss auf die §. 399 angegebenen Resultate. Wurden die Stäbe indess stark gespannt, so verminderte sich die Verlängerung durch die Magnetisirung. Bei dünneren Stäben, z. B. Dräthen und starker Spannung veränderte sich dieselbe sogar in eine Verkürzung. So erhielt Joule unter Anderem bei Anwendung von Strömen von der Intensität i folgende Verkürzungen v eines Eisendrathes von ein Fuss Länge und $^1/_4$ Zoll Durchmesser, welcher durch ein Gewicht von 1680 Pfund gespannt erhalten wurde, während der gleichzeitig in demselben erregte temporäre Magnetismus gleich M war:

i =	379	696	1003	1299	1823
M =	2,7	3,8	4,3	4,4	4,7
v =	0,5	1,5	2,4	3,3	4,5
$\frac{Mi}{v}$ =	205	176	180	173	190

Nach diesen und anderen Resultaten ist die Verkürzung eines stark gespannten Drathes dem Product aus der Intensität des magnetisirenden Stromes und dem im Drath erzeugten Magnetismus direct proportional.

Dräthe von weichem und hartem Stahl zeigen dasselbe Verhalten. Nach dem Unterbrechen des Stromes kehren sie auf ihre frühere Länge zurück, obgleich sie noch einen gewissen permanenten Magnetismus behalten.

Kupferstäbe und Dräthe zeigen die Erscheinungen nicht.

Zur Beurtheilung dieser Versuche muss man berücksichtigen, dass die Wirkung der Magnetisirung eine doppelte sein kann.

Die erste Wirkung ist eine rein elektromagnetische. Ist einmal der magnetisirte Stab in der Axe der Spirale ausgespannt, so werden die an den Enden der Spirale befindlichen Theile in sie hineingezogen; der Drath wird verkürzt. Befinden sich nicht alle Theile des Stabes genau in der Axe der Spirale, wie dies meist der Fall ist, wenn er nicht durch Gewichte gespannt erhalten wird, so richtet er sich durch die elektromagnetische Wirkung gerade, und verlängert sich hierbei (siehe unten §. 402).

Die zweite Wirkung kann in einer wirklichen Veränderung der Länge der Stäbe durch die Umlagerung der Molecüle derselben bei der Magnetisirung bestehen. Diese Veränderung würde sich wahrscheinlich namentlich dann ergeben, wenn man tordirte Dräthe und Stäbe verwendete, welche sich durch die Magnetisirung aufdrillen.

Wollte man indess über diese letztere mechanische Wirkung der Magnetisirung genauere Aufschlüsse erhalten, so müsste jedenfalls die elektromagnetische Wirkung derselben völlig eliminirt werden, also die Magnetisirung der Stäbe in der Axe einer so langen und weiten Drathspirale vorgenommen werden, dass die elektromagnetische Wirkung auf alle Theile derselben gleich würde.

401 Die elektromagnetische Wirkung einer Magnetisirungsspirale auf die Länge eines Eisenstabes hat Wertheim [1]) untersucht. Als er einen weichen Eisenstab von 1 Meter Länge in horizontaler Lage in seiner Mitte in einen Schraubstock einspannte und auf sein eines Ende eine Drathspirale von 25 Centimeter Länge und 18 Centimeter innerem Durchmesser schob, so dass die Axen des Stabes und der Spirale zusammenfielen, so wurde das Ende des Stabes in die Spirale hineingezogen. Wurde über dem Ende des Stabes ein Mikroskop mit Fadenkreuz aufgestellt, so konnte die Verlängerung desselben gemessen werden. Sie betrug bei Wertheim's Versuchen selten mehr als 0,002 Millimeter.

Wird die Spirale gegen den Einklemmungspunkt des Stabes verschoben, so vermindert sich die Verlängerung. Sie müsste, wenn die Spirale dicht an demselben stände, mit einer Verkürzung des Stabes sich vertauschen. Indess ist diese Verkürzung unmessbar klein.

Nach Beatson [2]) soll auch durch einen hindurchgeleiteten Strom eine Verlängerung eines Eisenstabes unabhängig von seiner Erwärmung bewirkt werden.

IV. Beziehungen der Magnetisirung zur Biegung.

402 Die Biegung ändert das magnetische Moment von temporär und permanent magnetisirten Körpern nach Wertheim (l. c.) in ganz ähnlicher Weise, wie die Torsion, indem bei derselben einmal die Theilchen erschüttert und leichter beweglich werden und so mehr den jedesmal auf sie wirkenden Kräften folgen, sodann indem auch bei der Biegung die Theilchen selbst an einander verschoben werden. Die genauere Untersuchung dieser Erscheinungen ist schwieriger wie die der Beziehungen zwischen Torsion und Magnetismus, da bei der Biegung stets die ganze Masse der Stäbe gegen den ihr magnetisches Moment messenden Apparat verschoben wird.

Die Einwirkung, welche umgekehrt die Magnetisirung auf einen gebogenen Stab ausübt, ist von Guillemin [3]) beobachtet worden.

Ein Eisenstab von etwa 1 Centimeter Durchmesser und 20 bis 30 Centimeter Länge war in horizontaler Lage am einen Ende befestigt und an seinem freien Ende durch ein kleines angehängtes Gewicht ein wenig nach unten gebogen. Er richtete sich beim Durchleiten eines galvanischen Stromes durch eine ihn umgebende Drathspirale gerade und bog sich bei Unterbrechung desselben wieder. Es konnte hierbei der Drath der Spirale unmittelbar auf den Eisenstab aufgewunden und so die Axe der Spirale selbst bei der Biegung des Stabes mit ihm gebogen werden, so

---

1) Wertheim, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XXIII, p. 302. 1848;* Pogg. Ann. Bd. LXXVII, S. 43.* — 2) Beatson, Electr. Mag. April 1846. Archives T. II, p. 113.* — 3) Guillemin, Compt. rend. T. XXII, p. 264 u. 432. 1846.*

dass es nicht ein von der Spirale auf den Stab selbst ausgeübter seitlicher Zug sein kann, der ihn gerade richtet [1]). Ein solcher Zug würde ihn auch bei einer irgendwie excentrischen Stellung im Gegentheil noch mehr biegen, indem er den Stab gegen die ihm zunächst liegenden Wände der Spirale hinzöge. Vielmehr ist es wohl auch hier die elektromagnetische Anziehung der Spirale gegen die an ihren Enden befindlichen Theile des Stabes, die ihn kürzer zu machen strebt und dadurch zugleich die Geradrichtung seiner Axe veranlasst. Dagegen ist dieselbe nicht der temporären Zunahme der Elasticität des Stabes zuzuschreiben, da letztere sich bei der Magnetisirung kaum ändert.

Wertheim [2]) hat diese seitliche Ausbiegung untersucht, indem er bei den §. 401 beschriebenen Versuchen die Drathrolle so aufstellte, dass ihre Axe nicht mehr mit der des Stabes zusammenfiel, sondern ihr parallel verschoben war. Durch ein Mikroskop wurde die seitliche Verschiebung des Endes des Stabes bestimmt, als sich die Axe desselben in verschiedenen Abständen von der Axe der Rolle befand, indess dabei stets der letzteren parallel blieb.

Die seitliche Verschiebung ergab sich bei Versuchen mit zwei Eisenstäben (I und II) von 10 und 5 Millimeter im Quadrat Querschnitt und einem aufrecht gestellten Streifen Eisenblech (III) von 12 Millimeter Breite und 3,375 Millimeter Dicke nahezu proportional den Intensitäten der magnetisirenden Ströme. Diese Intensitäten wurden bei den Versuchen im Verhältniss von etwa 1 : 3 und 1 : 7 geändert.

Bezeichnen b und c die Breite und Dicke des Eisenstabes, L die Länge des Stabes, q den Elasticitätscoefficienten, so kann man aus der seitlichen Verschiebung f, welche der Intensität des Stromes gleich 1 entspricht, berechnen, wie gross ein Gewicht G sein müsste, welches, am Ende des Stabes angebracht, die gleiche Wirkung wie der Strom hervorbringen würde. Es wäre dieses Gewicht

$$G = \frac{f \cdot q\, b\, c^3}{4\, L^3}.$$

Berechnet man aus den Versuchen von Wertheim mit den drei Stäben die Gewichte G, so ergeben sie sich bei wachsendem Abstande D der Axe des Stabes von dem der Spirale wie folgt:

	$D = 80^{mm}$		$D = 50^{mm}$	
	f	G	f	G
Stab I.	$0{,}1337^{mm}$	$6{,}408^{grm}$	$0{,}0727^{mm}$	$3{,}484^{grm}$
Stab II.	0,4648	1,462	0,2853	0,813
Blech III.	0,9377	2,673	0,4747	1,493

[1]) Wertheim, Compt. rend. T. XXII, p. 336. 1846;* Pogg. Ann. Bd. LXVIII, S. 140.* — [2]) Wertheim, Ann. d. Chim. et de Phys. [3] T. XXIII, p. 302 1848.*

Die durch die Gewichte G gemessenen mechanischen Kräfte, welche bei der Verschiebung der Enden der Stäbe bei Anwendung gleicher Stromesintensitäten auftreten, verhalten sich demnach bei den Stäben I, II, III:

$$D = 80 \text{ wie } 100 : 22{,}81 : 41{,}71;$$
$$D = 50 \text{ wie } 100 : 23{,}84 : 42{,}82,$$

während die Massen gleicher Längen der Stäbe sich verhalten

$$= 100 : 25{,}00 : 40{,}50.$$

Im Ganzen ist also die Anziehung der Spirale gegen die Stäbe proportional der Intensität des Stromes und der Masse des durch denselben magnetisirten Eisens.

V. Einfluss der Magnetisirung auf das Volumen und die Elasticität der Eisenstäbe.

403 Das ganze Volumen eines Eisenstabes scheint durch die Magnetisirung nicht merklich geändert zu werden. Dies zeigt folgender Versuch von Joule[1]).

Eine unten geschlossene, $1^1/_2$ Zoll weite, 40 Zoll lange Glasröhre war am einen Ende geschlossen. In das andere war mittelst eines durchbohrten Glasstöpsels ein Capillarrohr eingesetzt. In die Röhre wurde ein Eisenstab gelegt und dieselbe sodann mit Wasser gefüllt. Die Röhre wurde mit einer Drathspirale umgeben. Als durch letztere ein galvanischer Strom geleitet wurde, welcher das Eisen zum Maximum magnetisirte, zeigte sich keine Aenderung des Standes des Wassers in der Capillarröhre, obgleich eine Aenderung des Volums des Eisens um $\frac{1}{4500000}$ schon eine solche hervorgebracht hätte. Erst nach einiger Zeit, wenn dem Wasser im Glasrohre Wärme von der durch den Strom erwärmten Drathspirale mitgetheilt worden war, stieg dasselbe allmälig im Capillarrohr.

Ganz analoge Resultate hat auch Wertheim[2]) unter Anwendung eines ganz ähnlichen Verfahrens erhalten.

404 Auf die Elasticität des Eisens und Stahls übt die Magnetisirung nur einen schwachen Einfluss aus. Ein etwa 1 Meter langer Stahlstab zeigt nach der Magnetisirung vermittelst des Doppelstriches keine Aenderung seines Longitudinaltones. Indess könnte hier doch nur der erzeugte permanente Magnetismus zu klein sein, um eine Aenderung der Elasticität hervorzurufen. — Zur genaueren Untersuchung dieses Verhaltens schraubte deshalb Wertheim[3]) einen horizontalen Eisendrath am einen

[1]) Joule, Phil. Mag. T. XXX, p. 76. 1847.* — [2]) Wertheim, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XXIII, p. 306. 1848:* Pogg. Ann. Bd. LXXXVII, S. 47.* — [3]) Wertheim, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XII, p. 610. 1842.*

Ende in eine auf einem Monochord befestigte Bronzeklemme ein, zog ihn sodann durch die Axe einer auf eine Glasröhre aufgewickelten Drathspirale von 1,8 Meter Länge und knüpfte das andere Ende an eine Schnur, welche über eine Rolle gelegt und mit einer Wagschale versehen war. Ein Mikroskop gestattete die Verlängerungen des Drathes bei Belastung der Schale mit Gewichten zu messen, mochte er nun durch einen durch die Spirale hindurchgeleiteten Strom magnetisirt worden sein oder nicht. Die Verlängerungen waren in beiden Fällen fast vollkommen gleich. Nur wenn der Drath längere Zeit der Einwirkung der Magnetisirung ausgesetzt worden ist, nimmt der Elasticitätscoefficient ganz wenig ab, und diese Abnahme bleibt dann auch nach Unterbrechung des magnetisirenden Stromes bei.

Ganz diesem Resultate entsprechend ändert sich bei der Magnetisirung auch der Longitudinalton der Stäbe nicht, mag diese Magnetisirung, wie bei den mitgetheilten Versuchen, temporär durch einen galvanischen Strom im weichen Eisen, oder permanent, z. B. durch den Doppelstrich, in einem Stahlstabe hervorgerufen sein.

Auch Wartmann[1]) konnte keinen Einfluss der Magnetisirung auf die auf Eisen- oder Stahlplatten erzeugten Klangfiguren, ebenso wenig auf ihren Ton, und auch nicht auf die Longitudinal- und Transversaltöne einer Eisendrathsaite auffinden.

VI. Einfluss der Magnetisirung auf die thermische und elektrische Leitungsfähigkeit und das thermoelektrische Verhalten des Eisens.

Wenn durch die Magnetisirung des Eisens eine Aenderung der La- 405
gerung seiner einzelnen magnetischen Molecüle bedingt wird, so muss sich sein Verhalten in allen den Fällen ändern, bei denen jene Lagerung einen Einfluss haben kann. So also könnte sich das thermische und galvanische Leitungsvermögen und das thermoelektrische Verhalten des Eisens dabei verändern.

Zunächst hat Maggi[2]) zu zeigen versucht, dass die Wärmeleitungsfähigkeit des Eisens bei der Magnetisirung sich ändere. Er überdeckte eine kreisrunde Eisenplatte mit einem dünnen Ueberzug von Wachs und Oel und leitete vermittelst eines Blechrohrs Wasserdampf durch ein in ihrem Centrum gebohrtes Loch. Das Wachs schmolz auf der Platte in einem Kreise ab. Wurde dieselbe aber horizontal auf die mit einigen Pappstreifen bedeckten Pole eines starken Elektromagnetes gelegt, so dass ihr Mittelpunkt in die axiale Verbindungslinie der Pole fiel, so schmolz bei der Erregung des Elektromagnetes das Wachs in der auf jener Linie

---

[1]) Wartmann, Ann. de Chim. et de Phys. T. XXIV, p. 360. 1848.* — [2]) Maggi, Archives. T. XIV, p. 132. 1850.*

verticalen, äquatorialen Richtnng weiter ab, so dass hiernach die Leitungsfähigkeit des Eisens für Wärme in äquatorialer und axialer Richtung sich wie 6 : 5 verhielte. Zur Vorsicht hatte Maggi auch unter die der Aequatorialebene entsprechenden Punkte des Randes der Platte Pappstreifen nnd Metallstücke gelegt, um daselbst die Ableitung der Wärme möglichst ebenso gross zu machen, wie durch die Magnetpole.

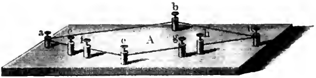
Da la Rive will hieraus eine Bestätigung seiner Versuche ableiten, dass das Eisen bei der Magnetisirung sich in axialer Richtung ausdehnt, in äqnatorialer zusammenzieht. Eine Wiederholung derselben wäre wohl sehr nöthig.

406 Ob das Leitungsvermögen des Eisens für Elektricität dnrch das Magnetisiren desselben geändert werde, ist eine dnrch verschiedene Beobachter entgegengesetzt beantwortete Frage.

Nach älteren Versuchen von Abraham[1]) sollte magnetisirter Stahl besser leiten als im unmagnetischen Zustande.

Genauere Versuche über diesen Punkt sind von Edlund[2]) angestellt worden. Elf weiche Eisendräthe von 165 Millimeter Länge und 2 Millimeter Dicke nnd zehn ebenso lange Kupferdräthe wurden einander parallel und getrennt von einander dnrch zwei runde Korkscheiben gesteckt und die Enden der Knpfer- und Eisendräthe abwechselnd mit einander verbunden, so dass sie alle einen fortlaufenden Leiter bildeten. Die so vorgerichteten Dräthe wurden in den inneren Raum einer Magnetisirungsspirale geschoben. Dieses System von Dräthen wurde in den einen Zweig *aefc* der Wheatstone'schen Drathcombination, nach Svanberg's Einrichtung, Fig. 195, eingefügt; in dem Zweige *cghd* befand sich ein Rheo-

Fig. 195.



stat, in der Brücke *cb* ein Mnltiplicator, welcher ein Magnetometer mit Spiegelablesung umgab. Wnrde zuerst der Rheostat so eingestellt, dass das Magnetometer keine Ablenkung seiner Nadel zeigte, als die Klemmen *a* nnd *d* mit den Polen der Säule verbunden wurden, so ergab sich eine solche auch nicht, als die Eisendräthe durch einen durch die Magneti-

[1]) Aeltere wenig beweisende Versuche mit Reibungselektricität von Fischer, Kastner's Arch. Bd. III, S. 421. 1824* und Abraham, Pogg. Ann. Bd. I, S. 357. 1824.* Der Erstere glaubt in den magnetisirten Eisenstangen eine schlechtere, der Zweite eine bessere Leitung wahrzunehmen. — [2]) Edlund, Pogg. Ann. Bd. XCIII, S. 315. 1854.*

sirungsspirale geleiteten Strom stark magnetisirt worden waren (so dass sie ein magnetisches Moment von 9556000 T besassen, wo T die horizontale Intensität des Erdmagnetismus ist). Es konnte hiernach die Magnetisirung den Widerstand der Eisendräthe um nicht mehr als 0,0002 geändert haben.

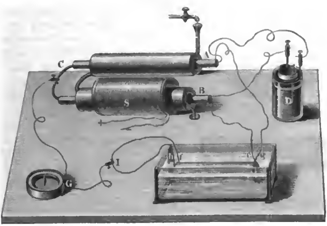
Auch als sechs vierkantige Eisenstäbe wohl isolirt zwischen die Polflächen eines Joule'schen Magnetes und seines Ankers geschoben wurden, und sie nun nach der Verbindung ihrer abwechselnden Enden durch Kupferdräthe in den Zweig *ac* der Wheatstone'schen Drathcombination eingefügt wurden, ergab sich keine Aenderung ihres Widerstandes, als nach Erregung des Magnetes ihnen eine gegen die Richtung des durch sie hindurchgeleiteten Stromes transversale Magnetisirung ertheilt worden war.

Auch Monsson [1]) hat nicht den geringsten Einflussder Magnetisirung des Stahles durch Streichen auf sein Leitungsvermögen wahrgenommen. Ebenso wenig hat Wartmann [2]) einen solchen Einfluss der Magnetisirung, weder an magnetischen Körpern wahrnehmen können, noch auch an Körpern, in denen der Einfluss des Magnetes eine deutlich sichtbare Drehung der Polarisationsebene hervorrief.

Um so auffallender muss es erscheinen, dass Thomson [3]) mit einem 407
weniger empfindlichen Galvanometer und kürzeren Eisenstäben einen die Fehlerquellen bei Edlund's Versuchen übersteigenden Einfluss der Magnetisirung beobachtet haben will.

Thomson bediente sich, wie Edlund, der Wheatstone'schen

Fig. 196.



Stromverzweigung. Zwei 10 Zoll lange Eisenstäbe A und B, Fig. 196, wurden mit Papier umwickelt in zwei dünne Röhren von doppeltem Kupfer-

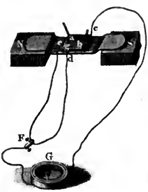
[1]) Mousson, Schweiz. Denkschriften 1855. Bd. XIV, S. 81.* — [2]) Wartmann, Arch. T. XIII, p. 35. 1850.* — [3]) Thomson, Phil. Trans. 1856, Vol. III, p. 737.*

blech geschoben, durch welche beständig ein Strom kalten Wassers circulirte. Die eine Kupferröhre war mit einer Magnetisirungsspirale S umgeben. Die beiden Stäbe wurden mit ihren einen Enden mit den Polen eines Daniell'schen Elementes D, mit ihren anderen Enden direct mit einander durch einen angelötheten Kupferdrath C verbunden. Von den Enden A und B verzweigte sich der Strom durch zwei gleiche Spiralen von Kupferdrath ef und gh, die neben einander auf einen dünnen mit Seidenzeug bedeckten Kupfercylinder gewunden und in Terpentinöl gelegt waren. Ihre Enden f und h waren durch einen kreisförmigen Drath I mit einander verbunden. Die Enden der Leitungsdräthe eines Galvanometers G waren mit dem Drath C und durch eine verschiebbare Klemmschraube mit dem Drath I verbunden. Die letztere wurde so gestellt, dass die astatische Nadel des Galvanometers nicht ausschlug. Als nun Drath B durch den durch die Magnetisirungsspirale geleiteten Strom von sechs Eisenelementen magnetisirt wurde, wich dieselbe von ihrer Ruhelage ab, und die Klemmschraube auf Drath I musste verschoben werden, um die Nadel wieder in dieselbe zurückzuführen.

Gleichviel in welcher Richtung die Magnetisirung erfolgte, ergab sich, dass der Widerstand des Eisens bei seiner temporären Magnetisirung in der Richtung seiner magnetischen Axe um etwa $\frac{1}{3000}$ stieg.

Es wurden bei dem vorigen Versuche die Eisenstäbe durch 7 Fuss lange, $^1/_8$ Zoll breite Streifen von Eisenblech ersetzt, welche in Spiralwindungen von etwa 6° Steigung um Messingröhren gewunden waren, von denen sie durch Papier, sowie unter einander durch zwischengelegten Bindfaden isolirt waren. Auch hier zeigte sich eine Vermehrung des Widerstandes bei dem Herumleiten des Stromes um die eine Blechspirale, obgleich der durch dieselbe geleitete Strom fast einen Winkel von 84° mit der magnetischen Axe des Blechstreifens bildete, welche also nahezu transversal gegen die Längsrichtung desselben lag.

Fig. 197.



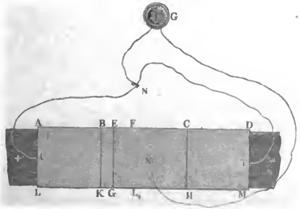
Um nun die verschiedene Veränderung des Widerstandes des Eisens bei der Magnetisirung in verschiedenen Richtungen zu vergleichen, wurden an ein dünnes Eisenblech von $1^1/_2$ Zoll im Quadrat, Fig. 197, in a und b dicke Kupferelectroden gelöthet, ebenso in c ein zum Galvanometer G führender Drath, und dicht neben der Ecke g beiderseits die Enden d und e eines Drathes, auf dem eine Klemmschraube F sich verschob, die mit dem anderen Drathende des Galvanometers verbunden war. Die Platte wurde so lange befeilt, bis das Galvanometer beim Durchleiten eines Stromes vermit-

telst der Elektroden *a* und *b* keinen Ausschlag zeigte, also die Linie *cg* eine Linie gleichen Potentials war.

Die so vorgerichtete Eisenplatte wurde auf ein mit Papier bedecktes Kupferblech gelegt, dessen Ränder auf die Polflächen eines Ruhmkorff'schen Elektromagnetes aufgelegt waren. Es wurde nun der Strom eines grossen Daniell'schen Elementes durch die Eisenplatte geleitet, durch welche sie bedeutend heiss wurde. Dennoch blieb die Nadel des Galvanometers auf Null. Wurde aber jetzt der Elektromagnet durch den Strom von sechs Eisenelementen erregt, gleichviel in welchem Sinne, so wich dieselbe aus und die Klemme *F* musste verschoben werden, um sie wieder auf Null zu bringen. Die Linie gleichen Potentials hatte sich hier ein wenig der Linie *cb* genähert, so dass ihr zwischen *e* und *d* liegendes Ende etwa $^1/_{240}$ Zoll gegen *d* vorgerückt war. So ist also der Widerstand der Platte in der äquatorialen Richtung von *ca* nach *be* kleiner als der Widerstand in der axialen Richtung von *ae* nach *cb*. Aehnliche Erscheinungen ergaben sich an einer kreisförmigen Platte.

Dieses Resultat wurde noch in anderer Art nachgewiesen. An ein Kupferblech *KBCH*, Fig. 198, waren beiderseits Eisenbleche *ABLK*

Fig. 198.

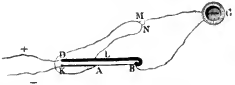


und *CHDM* gelöthet. Das Eisenblech *CHDM* wurde um die Linie *CH* nach unten um 180° umgebogen, so dass es parallel der Ebene $CHFL_1$ lag. Sodann wurde das Blech *CHBK* um die Diagonale *FH* um 180° nach oben umgebogen, dass die Fläche *ALFH* parallel und über der Fläche *FHC* sich befand, und endlich noch das Stück *ALEG* um die Linie *EG* um 180° nach unten umgebogen, so dass das Eisenblech *ABLK* gerade unter dem Blech *CHDM* sich befand, jedoch so, dass die Kante *LK* der Kante *CH* parallel war. Die Bleche wurden durch Papier von einander getrennt erhalten und die Punkte *UNT* mit

dem Galvanometer G verbunden, wie es die Figur angiebt. Wurden nun durch breite Elektroden die Kanten AL und DM mit den Polen der Säule verbunden, so konnte man durch Verschieben der Klemme N erreichen, dass die Nadel des Galvanometers auf Null stand. Wenn aber das zusammengelegte Blech flach auf das zwischen die Pole des Elektromagnetes gelegte Kupferblech (siehe oben) gebracht wurde, so wich die Nadel aus, und Klemme N musste verschoben werden, um sie auf Null zurückzuführen. Hierdurch ergab sich, dass der Blechstreifen, in welchem der Strom in axialer Richtung zwischen den Magnetpolen floss, relativ einen grösseren Widerstand besass, als in dem, in welchem er in äquatorialer Richtung strömte.

Es wurde endlich ein quadratisches Eisenblech AB, Fig. 199, zwischen ein Kupferblech KA und ein Bleiblech BD gelöthet, und durch diese Bleche in der Richtung von K nach D ein sehr starker Strom geleitet. Der Punkt B wurde mit der einen Elektrode des Galvanometers verbunden, Punkt A mit einem Punkt L des Blechstreifens, dass die Widerstände von KA und LD gleich waren, und nun zwei sehr nahe an einander liegende Punkte MN des Drathes AL mit der anderen Elektrode des Galvanometers. Die Punkte MN waren so gewählt, dass die Nadel des Galvanometers auf Null blieb. Wurden aber die Blechstreifen auf das Kupferblech zwischen die Pole des Elektromagnetes gelegt, so dass die Richtung des Stromes in ihnen in äquatorialer Lage sich befand, der Eisenstreif also transversal magnetisirt war, so wich die Nadel ab und es zeigte sich dadurch, dass der **Widerstand des Eisenblechs in äquatorialer Richtung durch die Magnetisirung abgenommen hatte.**

Fig. 199.



Auch beim Nickel hat Thomson zu zeigen versucht, dass beim Magnetisiren sein Widerstand in äquatorialer Richtung ab-, in axialer Richtung zunimmt. Namentlich letztere Erscheinung soll beim Nickel 3- bis 4 mal so stark hervortreten, als beim Eisen [1]).

Es lässt sich von vornherein nicht sagen, worauf es beruhe, dass Edlund bei seinen sorgfältigen Versuchen in Bezug auf den Einfluss der Magnetisirung auf die Leitungsfähigkeit des Eisens negative, Thomson dagegen positive Resultate erhalten hat. Bei mehreren Versuchen Thomson's wäre es sehr wohl möglich, dass die Anziehung der Pole des Elektromagnetes rein mechanisch einen Zug auf das zwischen ihnen liegende

[1]) Thomson, Inst. 1858, p. 243; Jahresber. der phys. Ges. 1858, S. 356.*

Eisenblech ausgeübt hätte, wodurch es in axialer Richtung gedehnt und dadurch in äquatorialer Richtung zusammengedrückt worden wäre.

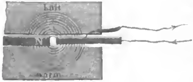
Hierdurch könnte sich auch schon eine entgegengesetzte, aber doch nur secundäre Aenderung des Leitungswiderstandes nach den beiden Richtungen erklären.

Ein sehr viel empfindlicheres Reagenz für geringe Structurveränderungen der Körper, als ihre Leitungsfähigkeit, ist ihr thermoelektrisches Verhalten. 408

Thomson[1]) hat versucht, eine Aenderung dieses Verhaltens bei der Magnetisirung nachzuweisen.

Eine etwa 3 Zoll lange Spirale von 220 Windungen von Kupferdrath war auf einen etwa 2 Fuss langen horizontalen Eisendrath geschoben, dessen Enden mit einem Galvanometer verbunden waren. Der Eisendrath wurde in der Mitte durch eine Weingeistlampe erhitzt und die Spirale ein wenig seitlich von der erhitzten Stelle angebracht. Wurde nun ein Strom durch die Spirale geleitet, so wich die Nadel des Galvanometers aus und die Ablenkung derselben kehrte sich um, als die Spirale schnell nach der anderen Seite der erhitzten Stelle geschoben wurde. Hiernach soll der entstehende Thermostrom **durch die erwärmte Stelle in der Richtung der magnetischen Axe vom unmagnetisirten Eisen zum magnetisirten Eisen fliessen.** — Es wurde ferner eine flache Spirale von Eisenblechstreifen von $^1/_4$ Zoll Breite gewunden, deren Windungen durch zwischengelegten Bindfaden getrennt wurden. Das innere und äussere Ende dieser Spirale wurde mit dem Galvanometer verbunden, und an ihre Endflächen wurden die ungleichnamigen Pole N und S zweier starker Stahlmagnete, wie in der Fig. 200, gelegt, so dass sie nur bis zur Mitte derselben reichten. Die auf beiden Seiten der Magnete befindlichen Theile der Eisenspirale wurden durch eine aufgelegte heisse und kalte Glasplatte auf verschiedene Temperaturen gebracht. Es entstand ein Strom, der **durch die erhitzte Stelle in der Richtung senkrecht gegen die magnetische Axe von den stärker magnetisirten Stellen des Eisens zu den schwächer magnetisirten, von den Polen der Magnete entfernteren,** floss.

Fig. 200.

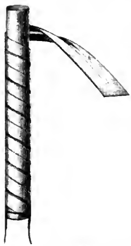


Es wurde endlich ein in der Mitte aufgeschlitzter langer Eisenblechstreifen, Fig. 201 (a. f. S.), spiralförmig um einen Holzcylinder gewunden. In denselben waren drei parallele schraubenförmige Rinnen eingegraben, in denen sich Kupferröhren befanden, die dem Schlitz und den Rändern des Blechstreifens gerade entsprachen. Der Holzcylinder mit den Röhren

[1]) Thomson, Phil. Trans. 1856. T. III, p. 722 u. folgde.*

war mit Papier beklebt. Es wurden die Enden des Blechstreifens mit dem Galvanometer verbunden, und Dampf durch die Kupferröhre, welche unter dem Schlitz, kaltes Wasser durch die Röhren geleitet, welche unter den äusseren Rändern des Blechstreifens lagen. Das Galvanometer gab nur einen schwachen Strom an. Wurde aber über den Holzcylinder mit dem Blechstreifen eine Magnetisirungsspirale geschoben, welche den Blechstreifen so magnetisirte, dass die magnetische Axe um etwa 45° gegen seine Längsrichtung geneigt war, so entstand ein Strom, der sich in den Streifen in der Richtung fortpflanzte, die dem Abfall der magnetischen Axen von der heissen zur kalten Seite der Streifen entsprach, oder, wenn man eine Zickzacklinie von einer Seite des Streifens zur anderen ziehen würde, der, wie Thomson sagt, von dem transversal magnetisirten zum longitudinal magnetisirten Eisen durch die erhitzte Stelle hindurchfliesst.

Fig. 201.



Drei Stahldräthe von $^1/_{18}''$ Dicke und $2''$ Länge wurden abwechselnd mit einen Zoll langen Kupferdräthen zu einem langen Drath verlöthet. Durch eine kleine Magnetisirungsspirale wurden die abwechselnden (der erste, dritte, fünfte u. s. f.) Stahldräthe in entgegengesetzter Richtung magnetisirt, während die dazwischen liegenden Stahldräthe, sowie zwei längere an die Enden des zusammengesetzten Drathes gelöthete Stahldräthe unmagnetisch blieben.

Dieser so eingerichtete Drath wurde auf ein flaches Brett gewunden, so dass die Stahldräthe auf den gegenüberliegenden Seiten desselben sich befanden. Die Enddräthe wurden mit dem Galvanometer verbunden. Wurde nun die eine Kante des Brettes in Oel von der Temperatur von 100° C. getaucht, so entstand ein Strom vom unmagnetisirten zum magnetisirten Stahl durch die erhitzten Stellen.

Die Einführung des Kupfers zwischen die abwechselnd magnetisirten und unmagnetischen Stahldräthe kann keinen störenden Einfluss haben. Dasselbe Resultat ergab sich auch mit einem homogenen Stahldrath, von welchem einzelne Stellen durch Streichen magnetisirt, die zwischen liegenden unmagnetisch geblieben waren.

Wurde der eine Schenkel eines Hufeisens von Nickel, dessen Länge 8 Zoll, dessen Dicke $^1/_2$ Zoll betrug, durch eine Magnetisirungsspirale magnetisirt, und nach der Verbindung beider Schenkel mit dem Galvanometer die Biegung des Hufeisens durch eine Gasflamme erhitzt, während die Schenkel durch umliegende Wasserbäder kalt erhalten wurden, so ergab sich ein Strom, der durch die erhitzte Stelle vom longitudi-

nal magnetisirten Nickel zum schwächer magnetischen Nickel floss, der also dem unter gleichen Verhältnissen beim Eisen erhaltenen gerade entgegengesetzt sein sollte.

Es muss weiteren Untersuchungen vorbehalten bleiben, zu entscheiden, ob nicht etwa und in wie weit einige der hier mitgetheilten Beobachtungen auf zufälligen und durch elektromagnetische äussere Kräfte bedingten Veränderungen der Torsion oder Biegung u. s. f. der Eisen- und Stahltheile beruhen.

VII. Erzeugung von Tönen bei der Magnetisirung.

Die mechanischen Bewegungen, in welche Eisen- und Stahlstäbe beim 409
Magnetisiren durch die elektromagnetischen Vorgänge und etwaige besondere Einflüsse auf ihre Gestalt versetzt werden, können Veranlassung geben zur Erzeugung von Schwingungen und Tönen.

Zuerst beobachtete Page [1]), als er zwischen die Schenkel eines hufeisenförmigen Magnetes eine vertical stehende Spirale von übersponnenem Kupferdrath von 40 Windungen brachte, dass jedesmal beim Schliessen und Oeffnen des durch die Spirale hindurchgeleiteten Stromes ein Ton in dem Magnet entstand. Derselbe war beim Schliessen des Stromes schwächer als beim Oeffnen. — Hierbei werden die Schenkel des Magnetes gegen die Spirale hingezogen oder von ihr fortgestossen und so in Schwingungen versetzt. — Ganz analog beobachtete Delezenne [2]) eine Tonerregung, als er zwischen den Schenkeln eines Hufeisenmagnetes einen Elektromagnet rotiren liess. — Ebenso lässt ein zu einem Cylinder gebogenes Eisenblech, welches in eine Spirale gesenkt ist, beim Oeffnen und Schliessen des Stromes in letzterer einen Ton hören, indem es sich gleichfalls stärker oder schwächer biegt und in Schwingungen geräth [3]).

Anderer Art ist die von Marrian [4]) beobachtete Tonerzeugung. Er befestigte Eisen- oder Stahlstäbe von 0,5 bis 20 Fuss Länge und 0,25 bis 2 Zoll Dicke in der Axe einer Drathspirale. Wurde durch dieselbe ein Strom geleitet, so entstand in den Stäben ein Ton, welcher ihrem Longitudinalton entspricht.

Auch Matteucci [5]) hat einen Eisendrath aufgespannt und über denselben eine auf eine Glasröhre von 8^{mm} Durchmesser gewundene Kupferdrathspirale geschoben. Der Drath war durch ein Gewicht von 4 Kilogrammen gespannt. Die Intensität des beim Schliessen wie beim Oeffnen in der Spirale erzeugten Tones wuchs mit der Intensität des Stromes, die Höhe des Tones blieb dabei ungeändert; ebenso als das den Drath spannende Gewicht

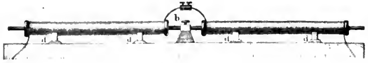
---

[1]) Page, Pogg. Ann. Bd. XLIII, S. 411. 1838.* — [2]) Delezenne, Bibl. univ. Nouv. Sér. T. XVI, p. 406. 1838.* — [3]) Pogg. Ann. Bd. LXIII, S 530. 1838.* — [4]) Marrian, Phil. Mag. Vol. XXV, p. 382. 1844;* Pogg. Ann. Bd. LXIII, S. 530.* — [5]) Matteucci, Archives. T. V, p. 389. 1845.*

bis zu 16 Kilogrammen vermehrt wurde. Bei wiederholtem Oeffnen und Schliessen des Stromes durch ein Zahnrad nahm die Klarheit des Tones mit wachsender Schnelligkeit der Stromunterbrechungen zu, dann wieder ab. Wird der Stab mit zwei gleichen Spiralen umgeben, und durch beide der Strom in entgegengesetzter Richtung geleitet, so entsteht kein Ton. In einem Uförmigen Eisendrath entsteht gleichfalls ein Ton, wenn man beide Schenkel desselben mit Spiralen umgiebt, und den Strom hindurchleitet; dagegen nicht beim Annähern seiner Enden an die Pole eines starken Magnets. Unter den gleichen Bedingungen erhält man auch mit einem mit Eisenfeile gefüllten Glasrohr Töne.

410 Sehr gut kann man nach Wertheim[1]) diese Töne mit dem §. 401 beschriebenen Apparat erzeugen. Ein * Eisenstab von etwa 2 Meter Länge, Fig. 202, wird in horizontaler Lage in der Mitte eingeklemmt.

Fig. 202.



Ueber beide Enden desselben schiebt man Glasröhren von etwa 90 Centimeter Länge, die mit Drathspiralen umwickelt sind, durch welche man einen galvanischen Strom in gleichem oder entgegengesetztem Sinne leiten kann. Aus diesen Glasröhren ragen dann die Enden der Stäbe hervor.

Schliesst und öffnet man den durch die Spiralen geleiteten Strom, so ertönt jedesmal im Eisenstab ein Ton, welcher dem Longitudinalton des Stabes entspricht, den man erhält, wenn man denselben an seinen Enden reibt. Verschieden lange Stäbe von gleicher Eisensorte von 2, 1,6, 1,333 und 1 Meter Länge gaben hierbei den Grundton, die Terz, Quinte und Octave. Der Ton ist deutlicher und schärfer beim Oeffnen als beim Schliessen des Stromes, da ersteres plötzlicher erfolgt.

Bei Durchleiten eines durch einen Interruptor oftmals unterbrochenen Stromes durch die Spirale erhält man einen continuirlichen Ton, der aber derselbe ist, wie der durch einmaliges Schliessen oder Oeffnen des Stromes erhaltene.

Befestigt man an dem Ende des Stabes ein dünnes Messinghäkchen und lässt unter demselben im Moment des Oeffnens oder Schliessens des magnetisirenden Stromes eine mit Kienruss überzogene Glasplatte entlang gleiten, so kann man vermittelst des Mikroskops die auf letzterer gezeichneten Curven beobachten, welche deutlich die Longitudinalschwingungen des Stabes anzeigen.

---

1) Wertheim, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XXIII, p. 302. 1848;* Pogg. Ann. Bd. LXXVII, S. 43.*

Der Querschnitt der Stäbe ist ohne Einfluss auf den durch die Magnetisirung erzeugten Ton.

Ist die den Stab umgebende Spirale aus zwei parallel zusammen aufgewickelten Dräthen gebildet, welche in entgegengesetzter Richtung vom Strome durchflossen werden, so ertönt bei der Unterbrechung desselben kein Ton, da dann überhaupt keine magnetische und elektromagnetische Wirkung auf den Stab ausgeübt wird. Dagegen hört man denselben Ton, wenn die beiden zu den beiden Seiten des Einklemmungspunktes liegenden Hälften desselben von Spiralen umgeben sind, durch die in gleicher oder in entgegengesetzter Richtung unterbrochene galvanische Ströme geleitet werden, oder wenn nur durch eine dieser Spiralen ein discontinuirlicher Strom geleitet wird.

Wird der Stab durch einen permanent um ihn herumgeleiteten Strom magnetisirt, während zugleich der den Ton erzeugende Strom unterbrochen wird, so ändert sich die Höhe des Tones nicht; ein Beweis, dass die Aenderung der Elasticität des Stabes bei der Magnetisirung zu gering ist, um auf die betrachtete Erscheinung einen wesentlichen Einfluss auszuüben.

Liegt der Stab nicht in der Axe der Spirale, so beobachtet man neben dem weniger rein hervortretenden Longitudinalton noch einen sehr schwachen Transversalton, hervorgebracht durch Querschwingungen des gegen die Wände der Spirale hingezogenen Stabes, welche sich schon mit blossem Auge wahrnehmen lassen (§. 402).

Stäbe von Stahl verhalten sich wie Eisenstäbe; Stäbe von nicht magnetischen Metallen und anderen Stoffen, z. B. Glas, geben dagegen durchaus keinen Ton. Eisen- und Stahldräthe, am besten angelassene Dräthe von $^1/_2$ bis 3^{mm} Dicke, welche auf einem Monochord zwischen einer Klemme und einem Wirbel so stark aufgespannt werden, dass sie beim schrägen Streichen mit dem Violinbogen deutlich den Longitudinalton geben, lassen bei der Magnetisirung durch eine sie umgebende, vom Strom durchflossene Spirale ebenfalls deutlich den Longitudinalton hören. Ist die Spannung der Dräthe schwächer, so ertönt neben demselben ein klirrendes Geräusch, namentlich bei dickeren Dräthen und häufigen Unterbrechungen des magnetisirenden Stromes, welches wohl durch die transversale Ausbiegung der einzelnen, nicht in gerader Linie liegenden Theile des Drathes bedingt ist. Sonst kann man an den Dräthen dieselben Erscheinungen beobachten, wie an den Stäben.

Eine Eisenblechplatte von 20 Centimeter Durchmesser, in der Mitte befestigt und dicht über der Oeffnung einer mit ihrer Axe senkrecht stehenden Spirale aufgestellt, gab bei dem Oeffnen und Schliessen des Stromes in letzterer glockenähnliche Töne, wie wenn man durch Herumführen eines Violinbogens um den Rand der Platte dieselbe in drehende Schwingungen versetzte. Eine dünne Weissblechplatte senkt sich dabei mit ihren Rändern gegen die Spirale, und hebt sich wieder beim Aufheben des Stromes, so dass die Töne auch hier auf einer elektro-magne-

tischen Bewegung der Platte beruhen, welche durch ihre ungleiche Elasticität und die ungleiche Entfernung der Ränder derselben von der Spirale unregelmässig werden und so zur Bildung von deutlichen Knotenlinien keine Veranlassung geben. Auch ändert sich die Lage der etwa durch Anstreichen auf der Platte gebildeten Knotenlinien von Sand bei dem Einfluss der Magnetisirung nicht.

411 Eine andere Art von Tönen entsteht nach Beatson[1]) und de la Rive[2]) in Eisen- und Stahlstäben und Dräthen, wenn man sie in der einen oder anderen Weise ausspannt, und einen discontinuirlichen Strom durch sie hindurchleitet.

Wird ein Eisenstab wie bei den §. 410 beschriebenen Versuchen horizontal in der Mitte befestigt, schraubt man an seine Enden Messinghäkchen, welche in Quecksilbernäpfe tauchen, und taucht in letztere die von den Polen der Säule kommenden Leitungsdräthe, so hört man beim jedesmaligen Oeffnen und Schliessen den Longitudinalton, der nicht mit dem hierbei erzeugten Geräusche des jedesmal entstehenden Funkens verwechselt werden darf.

Bei gleicher Stromintensität vermindert sich die Stärke des Tones mit der Dicke des Stabes; ebenso wenn der Strom nur einen Theil des Stabes durchläuft, von dessen Enden aus Messinghäkchen zu untergesetzten und mit den Polen der Säule verbundenen Quecksilbernäpfen führen. Bei einem 2 Meter langen Stabe hört man indess schon den Ton, wenn das vom Strom durchflossene Stück nur 1 Decimeter lang ist. Je näher das letztere Stück dem Einspannungspunkte des Stabes ist, desto schwächer wird der Ton.

Ist der Stab nicht eingeklemmt, sondern frei beweglich, z. B. indem er auf einem Schwimmer befestigt ist, so bemerkt man keine Verschiebung desselben beim Durchleiten des Stromes.

Stäbe von nicht magnetischen Metallen geben hierbei keine Töne. (De la Rive giebt das Gegentheil an; es sollen indess Kupfer-, Messing-, Platin- und Argentandräthe nur bei schwacher, Blei-, Zink- und Zinndräthe nur bei starker Spannung einigermaassen starke Töne geben.) — Dräthe von Eisen und Stahl geben bei starker Spannung zwischen zwei Klemmen, welche mit den Polen der Säule verbunden werden, die gleichen Erscheinungen. Ein harter Eisendrath giebt hierbei einen schwächeren, ein weicher einen stärkeren Ton, als der beim Herumleiten eines Stromes um die Stäbe erzeugte ist; ein Stahldrath giebt einen sehr schwachen Ton[3]).

Fliesst durch diese Dräthe während des abwechselnden Durchleitens eines Stromes zugleich ein permanenter Strom, so ist der entstehende Ton in Folge der Verminderung der Elasticität durch die Erwärmung des Drathes etwas tiefer.

[1]) Beatson, Electr. Mag. April 1846. Archiv. T. II, p. 113.* — [2]) De la Rive, Comp. rend. T. XX, p. 1287. 1845;* Pogg. Ann. Bd. LXV, S. 637.* — [3]) De la Rive, l. c.

Ist der Drath nicht stark angespannt, so ertönt in demselben nur ein trocknes Geklirr.

Man darf bei diesen Versuchen die Schliessung und Unterbrechnng des Stromes nicht in der Weise vornehmen, dass man den Stab mit dem einen Leitungsdrath der Säule verbindet, und dann direct mit dem anderen berührt. Man hört dann ein mehrere Secunden lang dauerndes Geklirr, dessen Tonhöhe von der Dicke des Stabes unabhängig ist. Dieser Ton ist wahrscheinlich indirect durch die Bildung des beim Berühren des Stabes mit dem Leitungsdrath entstehenden Funkens bedingt. Er zeigt sich am deutlichsten, wenn der zuletzt an den Stab gebrachte Drath mit dem positiven Pol der Säule verbunden ist.

Wird endlich ein Stab oder Drath zugleich durch einen herumgeleiteten Strom magnetisirt und durch ihn ein Strom direct geleitet, so hört man auch Töne, welche sowohl durch die elektrodynamischen Wirkungen als auch durch die besondere Wirknng des den Stab durchfliessenden Stromes erzeugt sein können.

Ist der herumgeleitete wie der durchgeleitete Strom unterbrochen, so hört man starke Längstöne.

Ist der erstere nicht unterbrochen, so hört man einen starken Längston, zuweilen dabei einen etwas tieferen Ton.

Ist der erstere unterbrochen, der durchgeleitete Strom stetig, so hört man in Stäben und dickeren Drähten denselben Ton, bei dünneren Drähten einen etwas tieferen Ton. Bei häufigen Unterbrechungen hört man zwei Töne, indem der der Schliessung entsprechende Ton etwas höher ist, als der dem Oeffnen des Stromes entsprechende [1]).

Abgesehen von den elektrodynamischen und elektromagnetischen Anziehungen, welche bei all den bisher beschriebenen Versuchen eine Schwingungsbewegung der Dräthe und Stäbe einleiten können, könnten sehr wohl die Umlagerungen der Moleküle, welche wir sowohl beim Hindurchleiten als auch beim Herumleiten eines Stromes durch einen Eisenstab beobachten, Schwingungsbewegungen veranlassen.

Eine von diesen Arten der Tonerzeugung abweichende Hervorbringung 412
von Tönen hat de la Rive [2]) beobachtet. Er brachte an die Pole eines Stahl- oder Elektromagnetes Stäbe von 18 Zoll Länge und 9 bis 10 Linien im Quadrat Querschnitt von verschiedenen Metallen, Eisen, Zinn, Blei, Zink, Wismuth, und leitete durch sie den unterbrochenen Strom einer Säule von 5 bis 10 Grove'schen Elementen. Sie liessen eine Reihe von Schlägen hören, die mit den Unterbrechungen des Stromes zusammenfielen, oder zuweilen einige Secunden andauerten. Die Lage der Stäbe vor den Polen ist gleichgültig, mochten sie mit der Verbindungslinie derselben zusammenfallen, oder auf derselben senkrecht sein. — Man kann

---

1) Wertheim, l. c. — 2) De la Rive, Phil. Trans. 1847, Vol. I. p. 39;* Pogg. Ann. Bd. LXXVI, S. 270.*

die Stäbe auch in die Axe einer vom Strom durchflossenen Spirale legen, und erhält dieselben Erscheinungen.

Auch Röhren von Metall und Spiralen aus Dräthen geben starke Töne bei gleichem Verfahren, ebenso Quecksilber, welches in einer 10 Zoll langen, 1 Zoll weiten Röhre zwischen Platindräthen dem Einfluss des Stromes ausgesetzt wurde, oder sich in einem offenen Troge befand. Im letzteren Falle bemerkt man eine zitternde Bewegung auf der Oberfläche des Quecksilbers. — Auch Salzwasser oder verdünnte Schwefelsäure, welche in einer Platinschale auf die Pole des Elektromagnetes gesetzt wird, giebt bei Verbindung der Schale und einer in die Flüssigkeit tauchenden Metallspitze mit den Polen der Säule und abwechselnder Unterbrechung des Stromes einen Ton.

Der Urspung dieser Töne kann nach de la Rive nicht in einer elektrodynamischen Anziehung beruhen, da ausgespannte oder nicht gespannte, zu Spiralen gewundene Dräthe den gleichen Ton geben, und selbst Bleidräthe und Quecksilbermassen ertönen.

De la Rive glaubt deshalb, dass diese Töne durch eine moleculare Veränderung der Structur der Körper bei der Magnetisirung bedingt seien, welche ihnen ähnliche Eigenschaften ertheilt, wie sie das Eisen schon ohne Magnetisirung besitzt. Sie könnten indess zum Theil auch durch das beim wechselnden Oeffnen und Schliessen erzeugte Geräusch in Folge des Auftretens der Funken hervorgerufen sein, welches sich durch die Leitung fortpflanzt, wie es auch Wertheim ohne Anwendung eines Magnetes (§. 411) an Eisenstäben beobachtet hat. Der Magnet könnte dabei auf die Funkenbildung in ähnlicher Weise einwirken, wie dies von Page (siehe das Capitel Induction) beobachtet ist, er könnte die Zeitdauer des Funkens verkürzen, wodurch das Geräusch bei der Entstehung desselben stärker hervortreten würde.

Der Ton, welchen de la Rive[1]) erhielt, als er durch eine Spirale von übersponnenem Kupferdrath einen discontinuirlichen Strom leitete, kann durch die Schwingungsbewegung bedingt sein, welche durch die Anziehung der einzelnen Windungen der Spirale gegen einander beim jedesmaligen Hindurchleiten des Stromes und die darauf folgende Rückkehr derselben in ihre Ruhelage verursacht wird.

[1]) De la Rive, Compt. rend. T. XX, p. 1287. 1845;* Pogg. Ann. Bd. LXV, S. 637.*

Fünftes Capitel.

Beziehungen des Magnetismus zur Wärme.

I. Einfluss der Temperaturänderungen auf den Magnetismus.

Wird ein temporär oder permanent magnetisirter Stab erwärmt oder abgekühlt, so ändert sich in jedem Falle sein magnetisches Moment. 413

Der temporäre Magnetismus des weichen Eisens nimmt bei Einwirkung gleicher magnetisirender Kräfte mit der Temperaturerhöhung bis zu einer bestimmten Grenze zu.

Es sind über diesen Punkt manche Versuche angestellt, bei denen man sich des Erdmagnetismus als magnetisirender Kraft bediente.

Für mässige Erwärmungen bis auf 100° hat Kupffer[1]) diese Erscheinungen untersucht. Eine Magnetnadel wurde an ungedrehten Seidenfäden über der Mitte eines 0,496 Meter langen, weichen Eisenstabes von 0,03 Meter im Quadrat Dicke aufgehängt. Der Stab lag in der Richtung des magnetischen Meridians. Der Stab wurde durch ein Wasserbad auf 100° erwärmt und dann wieder auf die Lufttemperatur abgekühlt. Die Dauer n_I von je 300 Schwingungen der Nadel ergab ein Maass für den jedesmaligen Magnetismus m des Stabes, nachdem vorher noch die Schwingungsdauer n der Nadel ohne Einfluss des Stabes bestimmt war. Es ist $m = const. (n_I^2 - n^2)$.

Bezeichnet man mit $m_1\ m_2\ m_3$ die Magnetismen des Stabes bei der Lufttemperatur, mit $\mu_1\ \mu_2$ dieselben bei 100°, so ergab sich aus den Versuchen:

bei 16,25°	bei 100°
$m_I = m_I$	$\mu_I = 1{,}1291\ m_{II}$
$m_{II} = 1{,}01939\ m_I$	$\mu_{II} = 1{,}01939\ m_{III}$
$m_{III} = 1{,}037754\ m_{II}$	

[1]) Kupffer, Kastner's Arch. Bd. VI, S. 194. 203. 1825.*

Es ist hiernach der temporäre Magnetismus des weichen Eisens bei höheren Temperaturen grösser, als nach dem Erkalten.

Indess gilt dieser Satz nur von der ersten Erwärmung des Eisens. Nach einigen von mir angestellten Experimenten, bei denen Eisenstäbe, welche in eine Zinkblechröhre eingelegt waren, ganz wie es §. 274 beschrieben ist, in eine Magnetisirungsspirale eingeschoben wurden, die vor einem magnetisirten Stahlspiegel aufgestellt war, nahm stets bei der ersten Temperaturänderung das temporäre Moment der Stäbe zu, gleichviel, ob die Stäbe während des Magnetisirens die Lufttemperatur (16,5° C.) hatten, und dann durch einen durch das Blechrohr geleiteten Dampfstrom auf 100° erhitzt wurden, oder ob sie bei 100° magnetisirt und dann durch einen Strom kalten Wassers abgekühlt wurden. — Bei wiederholten Erwärmungen und Erkältungen zwischen 20 und 100° änderte sich dasselbe nur noch sehr wenig; es war dasselbe bei niederen Temperaturen ein wenig grösser als bei den höheren, indess etwa nur um $^1/_9$ Procent.

Hiermit hängen auch einige Beobachtungen von Faraday [1]) zusammen, bei denen er Eisen- oder Kobaltstäbchen in einem auf verschiedene Temperaturen erwärmten Bade von Olivenöl zwischen die Pole eines Magnetes hängte, und jedesmal die Torsion des sie tragenden Fadens bestimmte, welche erforderlich war, um sie um 180° herumzuwerfen. Diese gab ein Maass für die magnetischen Momente. — Bei dem Eisenstabe zeigte sich zwischen 0 und 140° eine ziemlich gleichmässige Abnahme der Magnetisirung. — Bei dem Kobaltstabe ergab sich nach dem Erhitzen eine Zunahme, beim Erkalten eine Abnahme des Magnetismus, so jedoch, dass der Stab dann noch eine permanente Zunahme an Magnetismus von etwa $^1/_{18}$ behielt. Wurde der Stab umgekehrt, so war die frühere schwächere Magnetisirung hergestellt.

414 Die Einwirkung bedeutenderer Temperaturerhöhungen auf einen durch den Erdmagnetismus temporär magnetisirten Stab ist schon vor längerer Zeit durch Scoresby [2]) beobachtet worden. Er fand, dass eine senkrecht gehaltene rothglühende Eisenstange die Declinationsnadel stärker ablenkt als eine kalte, und Eisenstäbe, welche am einen Ende erhitzt werden, durch den Erdmagnetismus an diesem Ende stärker temporär magnetisch werden, als am anderen.

Verschiedene Eisensorten verhalten sich hierbei verschieden. So bemerkte Scoresby, dass zwei in der Richtung der Inclinationsnadel aufgestellte Stäbe von Gusseisen und Schmiedeeisen von 25 Zoll Länge und $1^1/_4$ Zoll Kante oder drei Stäbe von weichem Eisen, weichem und hartem Stahl eine ihren Enden gegenübergestellte Declinationsnadel im Mittel folgendermaassen ablenkten:

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. XXX, §. 3421. — [2]) Scoresby, Edinbg. Transact. T. IX, p. 254; Pogg. Ann. Bd. X, S. 49;* Gehler's Wörterb. Bd. VI, [2] S. 840.*

	kalt	weissglühend	dunkelroth
Gusseisen	21°30′	0	62°
Schmiedeeisen ..	40°0	0	55°
Weiches Eisen ..	15°10′	0	41°11′
Weicher Stahl ..	11°8′	0	48°
Harter Stahl ...	8°0′	0	47°30′.

Beim harten Stahl vermehrt also die Erwärmung am meisten das temporäre Moment.

Bei noch höheren Temperaturen verschwindet dagegen die Fähigkeit der Körper, temporär magnetisch zu werden; wie dies auch schon von älteren Physikern beobachtet worden ist [1]. — So soll auch nach E. Becquerel [2]) der temporäre Magnetismus des weichen Eisens bis zur dunkelen Rothgluth nur um etwa $^{4}/_{100}$, der des Gusseisens und Stahls dagegen stark zunehmen, so dass sie alle nahe der Kirschrothgluth gleiche Magnetisirbarkeit besitzen. Der Magnetismus dieser Stoffe soll dann bei der Kirschrothgluth verschwinden, der des Nickels etwa bei 400°, nach Faraday [3]) bei 630 bis 640° F. (340° C.), nach Pouillet [4]) ebenfalls bei 350° C.; der des Kobalts in der Weissgluth, so dass also der temporäre Magnetismus des Kobalts noch bei Temperaturen zunehmen würde, bei denen der des Eisens und Nickels schon verschwunden ist. Aehnlich wie die kohlenhaltigen Eisensorten unter einander sollen sich auch die kohlenhaltigen Nickel- und Kobaltsorten verhalten. — Der Magnetismus des Magneteisensteins wächst bis zur Rothgluth; bei welcher er indess verschwindet, wie schon die älteren Physiker wussten.

Indess selbst bei sehr hohen Temperaturen scheint das Eisen noch Spuren von Magnetisirbarkeit zu bewahren. So wurde nach Mattencci [5]) Gusseisen, welches in einer kleinen, an dem Ende eines Stäbchens von Kalk gegrabenen Höhlung durch die Hydrooxygengasflamme geschmolzen war, noch von den Polen eines starken Magnetes angezogen. Der Magnetismus soll indess nur $^{1}/_{15000000}$ (?) von dem des Eisens bei gewöhnlicher Temperatur sein.

Hat man einen Eisen- oder Stahlstab zum Weissglühen erhitzt und kühlt ihn dann ab, so erhält er die Fähigkeit wieder, temporär magnetisirt zu werden, z. B. durch den Erdmagnetismus. Gewöhnlich ist dann die temporäre Magnetisirung nach dem Glühen stärker als vor demselben [6]), da das Eisen durch das Glühen weicher geworden ist.

---

1) Vergl. Gilbert, De magnete; Brugmans, Philos. Versuche über die magn. Materie. Deutsch v. Eschenbach. Leipzig 1784, S. 13. Anm.;* Cavallo, Abhandl. vom Magnet, S. 191. — 2) E. Becquerel, Compt. rend. T. XX, p. 1708. 1845.* — 3) Faraday, Phil. Mag. Vol. VIII, p. 177. 1836; Exp. Res. Vol. II, p. 218;* Vol III, p. 444.* — 4) Pouillet, Traité T. II, p. 89. — 5) Matteucci, Compt. rend. T. XXXVI, p. 740. 1853.* — 6) Seebock, Pogg. Ann. Bd. X, S. 47. 1827.*

Zur näheren Untersuchung dieses Verhaltens stellte Seebeck (l. c.) dem einen Ende eines in ostwestlicher Richtung liegenden, $26^1/_4$ Zoll langen, 1 Quadratzoll dicken Eisenstabes eine Magnetnadel gegenüber und näherte dem anderen Ende einen Magnet, der den Eisenstab temporär magnetisirte.

Die Ablenkung der Nadel betrug:

1) Ohne Eisen	17°
2) Eisen, kalt	64°
3) Eisen, weissglühend	17°
4) Eisen, dunkelroth, Zunahme bis	77°
5) Eisen, abgekühlt	75°

Durch das Aufhören des temporären Magnetismus bei der Weissglühhitze treten zuweilen eigenthümliche Erscheinungen auf.

Wird z. B. ein weissglühender Eisenstab in der Mitte mit einer Zange von Kupfer gefasst und senkrecht neben eine Magnetnadel gehalten, so kühlt er sich in der Mitte zuerst ab und wird durch den Erdmagnetismus magnetisch. Dicht unter der Zange ist der Stab nordmagnetisch, dicht darüber südmagnetisch, unterhalb und oberhalb noch unmagnetisch. Erst bei weiterem Abkühlen breitet sich dann der Nordmagnetismus allmälig nach unten, der Südmagnetismus nach oben aus.

Wird eine weissglühende Eisenstange dagegen von den Enden aus durch zwei Zangen abgekühlt, so erscheint der Magnetismus zuerst an diesen Enden, welche sich wie zwei getrennte Magnete verhalten. Die Stange zeigt so vier Pole, bis sie auch in der Mitte kälter geworden ist. Auf diese Weise kann es kommen, dass eine einer Stelle der oberen Hälfte der Stange gegenüber gestellte Magnetnadel erst anzeigt, dass an der betreffenden Stelle die Stange nordmagnetisch, und später, wenn sich die Stange weiter abkühlt, südmagnetisch ist. — Diese scheinbare Umkehrung der Polarität in weissglühenden Stangen ist zuerst von Barlow und Bonnycastle [1]) beobachtet, aber erst von Seebeck richtig gedeutet worden.

115 Der im harten Eisen und Stahl so wie auch in den natürlichen Magneten nach dem Aufhören der magnetisirenden Kraft zurückbleibende permanente Magnetismus wird gleichfalls durch die Temperaturänderungen verändert.

Zunächst vernichtet eine starke Temperaturerhöhung den permanenten Magnetismus sowohl des Magneteisensteines [2]) als des Stahls dauernd, wie schon von älteren Beobachtern gefunden worden ist [3]).

---

[1]) Barlow u. Bonnycastle, Phil. Trans. 1822, p. 118;* Gilb. Ann. Bd. LXXIII, S. 229;* vergl. auch Ritchie, Quarterly Journal of Science Nr. 5 u. 6, p 288; Pogg. Ann. Bd. XIV, S. 150. 1828.* — [2]) Boyle, Mém. de lacad. 1706, p. 131;* Savery, Phil. Trans. 1730, p. 314;* Gilbert, De magnete. — [3]) P. Erman, Pogg. Ann. Bd. XXIII, S. 493. 1831;* Faraday, Phil. Mag. Vol. VIII, p. 177. 1836;* Exp. Res. Vol. II, p. 218;* Pogg. Ann. Bd. XXXVII, S. 423.*

Der permanente Magnetismus des Stahls soll nach Faraday schon bei der Temperatur des siedenden Mandelöls, und zwar ziemlich plötzlich verschwinden. Verschieden harte Stahlsorten brauchen hierzu indess eine etwas verschiedene Temperatur. Magneteisensteine verlieren gerade erst unter der Glühhitze ihren permanenten Magnetismus. — Es verschwindet also der permanente Magnetismus der magnetischen Körper bei niederer Temperatur als ihre Fähigkeit, temporären Magnetismus anzunehmen.

Auch bei geringeren Temperaturänderungen tritt mit der Temperaturerhöhung im Allgemeinen eine Abnahme des permanenten Magnetismus ein.

Schon Canton[1]) beobachtete diese Abnahme, als er einer Boussole einen Magnetstab von Nordost her so weit näherte, dass die Nadel der Boussole um 45° aus dem magnetischen Meridian abgelenkt wurde. — Wurde der Magnet durch ein auf ihn gestelltes und mit heissem Wasser gefülltes Messinggefäss erwärmt, so fiel die Ablenkung auf 44¼°. Auch als ein gleicher Magnet der Nadel von Nordwest genähert wurde, so dass bei der vereinten Wirkung der beiden Magnete die Nadel in ihrer Gleichgewichtslage blieb, schlug sie, als der eine Magnetstab erwärmt wurde, stets durch die überwiegende Wirkung des anderen aus.

Auch Hallström[2]) fand, als er dem Nordpol einer frei aufgehängten Magnetnadel von Osten her den Nordpol oder von Westen her den Südpol eines Magnetes näherte, und nun den letzteren erhitzte, dass sich die durch den Magnet verursachte Ablenkung der Nadel verringerte und beim Abkühlen sich wieder vermehrte, und bei einer Abkühlung unter die Temperatur der Magnetisirung grösser wurde, als vor dem Erwärmen.

Es wird also sowohl die anziehende wie die abstossende Kraft des Magnetismus durch die Erwärmung verringert.

Es sind jedoch bei der Einwirkung der Temperaturänderungen auf den permanenten Magnetismus der Magnete zwei verschiedene Einflüsse, ein dauernder und ein vorübergehender, zu unterscheiden. 416

Bei den Versuchen über diesen Gegenstand muss man sorgfältig darauf achten, ob der der Untersuchung unterworfene Magnetstab nur in einer bestimmten Richtung magnetisirt worden ist, oder ob er schon einmal einen bestimmten permanenten Magnetismus erhalten hat, und dann vielleicht entgegengesetzt magnetisirt worden ist. — Das Verhalten beim Erwärmen ist hiernach wesentlich verschieden.

Bei manchen älteren Versuchen kann man nicht beurtheilen, wie weit diese Eigenthümlichkeit berücksichtigt worden ist, und hat deshalb keinen genauen Maassstab über den Werth der erhaltenen Resultate.

Wir betrachten zunächst das Verhalten eines unmagnetischen Stahlstabes, welcher nur in einer bestimmten Richtung magnetisirt worden ist. 417

[1]) Canton, Phil. Trans. 1759, p. 398.* — [2]) Hallström, Gilb. Ann. Bd. XIX, S. 290. 1805.*

Erwärmt man einen solchen, bei einer bestimmten Temperatur permanent magnetisirten Stab, so vermindert sich sein Magnetismus. Wird der Stab dann auf die frühere Temperatur abgekühlt, so gewinnt der Magnetstab wieder einen Theil des verlorenen Magnetismus. Jedoch kehrt er nicht vollständig in seinen früheren magnetischen Zustand zurück. Er hat also einen dauernden Verlust an Magnetismus erlitten. — Wird der Stab noch einmal erwärmt, so verliert er von Neuem Magnetismus und erhält beim Abkühlen wiederum einen Theil des Verlustes. Indess ist auch hier noch ein dauernder Verlust an Magnetismus bei der Rückkehr auf die Temperatur, bei welcher er magnetisirt wurde, bemerklich. Bei wiederholtem Erwärmen und Abkühlen verkleinern sich die dauernden Verluste immer mehr, so dass zuletzt der Stab zn einem constanten Zustand gelangt, bei welchem er durch Erwärmen nnr noch einen vorübergehenden Verlust an Magnetismus erleidet, beim Abkühlen aber völlig den verlorenen Magnetismus wieder erhält.

Einige Versuche über diesen Gegenstand sind von Kupffer[1]) in genau derselben Weise wie die in §. 413 beschriebenen Versuche angestellt worden, nur dass an Stelle des Eisenstabes ein Stahlstab angewendet wurde, dessen Pole denen der darüber schwingenden Magnetnadel entweder gleich oder entgegengerichtet waren. Es subtrahirte oder addirte sich so die Wirkung des Magnetismns des Stahlstabes zn der des Erdmagnetismns. Der ursprüngliche Magnetismus m_I des Stabes, so wie seine Magnetismen μ_I, m_{II}, μ_{II}, m_{III} bei wiederholtem Erwärmen auf 100° und Abkühlen auf die Zimmertemperatur berechneten sich ganz wie in §. 413. — Es ergab sich unter Anderm:

I. Harter Stahlstab 0,17^m lang, 0,018^m breit, 0,003^m dick		II. Harter Stahlstab 0,5^m lang, 0,015^m breit, 0,004^m dick	
bei 16,25° C.	bei 100° C.	bei 16,25° C.	bei 100° C.
$m_I = m_I$	$\mu_I = 0{,}85467 m_{II}$	$m_I = m_I$	$\mu_I = 0{,}90745 m_{II}$
$m_{II} = 0{,}93673 m_I$	$\mu_{II} = 0{,}79512 m_{III}$	$m_{II} = 0{,}71438 m_I$	$\mu_{II} = 0{,}88973 m_{III}$
$m_{III} = 0{,}94239 m_{II}$	$\mu_{III} = 0{,}91148 m_{IV}$	$m_{III} = 0{,}9669\ m_{II}$	
$m_{IV} = 0{,}89584 m_{III}$			

Bei Beobachtnng der Magnetismen des auf 100° C. erhitzten Stabes bei allmäliger Abkühlung fand Kupffer, dass die hierbei stattfindende Zunahme des Magnetismus sehr nahe der Temperaturdifferenz proportional ist.

[1]) Kupffer, Kastner's Archiv Bd. VI, S. 185. 1825.*

Die Nähe der Nadeln an dem auf sie wirkenden Magnetstab konnte bei diesen Versuchen leicht Ungenauigkeiten der Resultate zur Folge haben.

Die Beobachtung der Dauer der Schwingungen einer durch den Doppelstrich magnetisirten Magnetnadel von Gussstahl unter dem Einfluss des Erdmagnetismus unmittelbar nach der Magnetisirung und nachdem sie so oft in Wasser von 100° C. eingetaucht und wieder auf die Zimmertemperatur 16,25° C. abgekühlt war, bis sie keinen weiteren Verlust an Magnetismus erlitt, ergab das Verhältniss ihrer Magnetismen m_I und m vor und nach diesem Verfahren:

$$m = 0{,}7570\, m_I.$$

Wurde eine Magnetnadel nach einander in Wasser von immer höheren Temperaturen getaucht und jedesmal auf die ursprüngliche Temperatur abgekühlt, so wuchs hierbei die Abnahme des Magnetismus [1]).

Bei einer genaueren Untersuchung der Abnahme des permanenten Magnetismus mit der Temperaturerhöhung und Abkühlung sind verschiedene Bedingungen zu berücksichtigen: 418

A. der Einfluss der Art der Erwärmung und Erkältung der Magnetstäbe;

B. der Einfluss ihrer Gestalt und Dimensionen;

C. der Einfluss ihrer Härte;

D. der Einfluss der Art und Grösse ihrer ursprünglichen Magnetisirung.

Die ersten Punkte sind in einer sorgfältigen Untersuchung von Riess und Moser [2]) betrachtet worden. Es wurde jedesmal die Zeit von je 30 Schwingungen bei verschiedenen Magnetnadeln bestimmt, welche sie unter Einfluss des Erdmagnetismus vollbrachten, sowohl unmittelbar nach ihrer Magnetisirung, als auch nachdem sie auf 100° C. erwärmt und wiederum auf die Temperatur der umgebenden Luft erkaltet waren. Aus der Schwingungsdauer liess sich der Magnetismus der Nadeln bestimmen. Die Versuche ergaben folgende Resultate:

A. Einfluss der Art der Erwärmung und des Erkaltens. — Eine weiche Stahlnadel zeigte bei schnellem Eintauchen in kochendes Wasser oder bei langsamem Erhitzen mit dem Wasser, bei kurzem oder langem Verweilen im siedenden Wasser, mochte sie mit Firniss überzogen sein, der sie vor einer Oxydirung schützte, oder nicht, nach schnellem oder langsamem Abkühlen ganz gleiche Verluste an Magnetismus. Wenn Holmgren [3]) dagegen gefunden hat, dass die Magnete bei längerem Verweilen im Dampfbade mehr von ihrem Magnetismus verlieren als bei kürzerem, so kann das in der Wirkung der kleinen Erschütterungen liegen, denen sie dabei stets ausgesetzt sind.

---

1) Ganz ähnlich auch Coulomb, Biot. traité de phys. T. III, p. 106. 1816.* — 2) Riess u. Moser, Pogg. Ann. Bd. XVII, S. 403. 1829.* — 3) Holmgren, Fortschr. 1856, S. 536.*

Einen ähnlichen Grund kann die Beobachtung von Lamont [1]) bedingen, dass ein Magnet, welcher durch wiederholtes Eintauchen in heisses und kaltes Wasser auf einen permanenten Zustand gekommen ist, nach einigen Tagen bei Wiederholung dieses Verfahrens nochmals an Magnetismus verliert [2]).

Wird eine Nadel erst auf 100° C. erwärmt und abgekühlt, und dann noch einmal auf 50° C. erwärmt und abgekühlt, so zeigt sie im Allgemeinen auch hierbei noch einen Verlust an Magnetismus, obgleich in speciellen Fällen wohl der erste Verlust so bedeutend sein kann, dass der zweite gegen denselben verschwindet.

Den Einfluss von Temperaturen über 100° C. auf frisch magnetisirte Stahlstäbe hat Dufour (l. c.) untersucht, indem er sechs solche Stäbe von verschiedener Härte von 20 Centimeter Länge und 212 Grm. Gewicht in einem Oelbade erhitzte und die Schwingungsdauer einer über denselben aufgehängten Magnetnadel bestimmte. Ein Holzdeckel sowie eine Lage Baumwolle schützten die Nadel vor den Luftströmungen. So ergab sich das Verhältniss der magnetischen Momente der Stäbe im Mittel von je drei Beobachtungen:

Temperatur.	Stab bei heller Rothgluth gehärtet.	Bei dunkler Glühhitze gehärtet.
10	1000	1000
95—100	809	723
130	519	424
170	331	221
200	185	171
230—35	123	49
250	94	44

Zwischen 100 und 200° C. nehmen also die Magnetismen der Stäbe schneller ab, als zwischen 0° und 100° C., über dieser Temperatur aber immer langsamer, so dass man nur schwer den Stäben ihren ganzen Magnetismus entziehen kann. Die härteren Stäbe verlieren dabei weniger Magnetismus, als die weicheren, wie auch schon Coulomb (l. c.) gefunden.

Beim Abkühlen erhalten die härteren Stäbe weniger von ihrem Verlust an Magnetismus wieder, als die weicheren.

Jedenfalls hat bei diesen Versuchen auch die dauernde Aenderung der Härte des Stahles bei dem Erwärmen und Abkühlen einen Einfluss.

B. In Bezug auf den Einfluss der Gestalt und der Dimensionen der Nadeln haben Riess und Moser gefunden:

---

[1]) Lamont, Pogg. Ann. Bd. LXXXII, S. 440. 1851.* — [2]) Vgl. Dufour. Bullet. de la Soc. Vaudoise. T. V, p. 351;* Archives. T. XXXIV, p. 295. 1858.*

1. Einfluss der Dicke. Bei 2 Zoll langen Nadeln von weichem Stahl von verschiedenem Durchmesser d, ergab sich bei Beobachtung des Verhältnisses des Magnetismus m unmittelbar nach dem Magnetisiren und des Magnetismus $m\,(1-\alpha)$ nach oftmaligem Erwärmen auf 100° C. und Abkühlen auf 10° C.:

$d =$	0,'''66	0,73	0,86	1,1	1,16	1,77
$\alpha =$	0,112715	0,12758	0,14951	0,18673	0,19638	0,2443
$\frac{\alpha}{d} =$	0,1708	0,1747	0,1738	0,1697	0,1693	0,1381

Hiernach ist innerhalb gewisser Grenzen der Verlust an Magnetismus dem Durchmesser der Nadeln direct proportional.

2. Hohle und massive Nadeln. Eine durchbohrte hohle Nadel von weichem Stahl erleidet bei gleichem Verfahren einen etwa doppelt so grossen Verlust, als eine massive von gleicher Oberfläche. Bei der ersteren ergab sich in einem besonderen Falle $\alpha = 0{,}29843$, bei der massiven $\alpha = 0{,}15286$.

3. Einfluss der Länge. Der Factor α ist bei längeren Nadeln kleiner als bei kürzeren. (Bei zwei Nadeln von 4 und 2 Zoll Länge war $\alpha = 0{,}0828$ und $= 0{,}113$.) Werden die Nadeln auf weniger als 2'' Länge gebracht, so verändert sich α weniger.

C. Einfluss der Härte der Nadeln. Harte Nadeln verlieren bei oft wiederholtem Erwärmen und Erkälten viel mehr Magnetismus als weiche. So war bei einer weichen Nadel von 1''',22 Durchmesser $\alpha = 0{,}15286$, bei derselben Nadel nach ihrer Härtung $\alpha = 0{,}51523$. Werden die harten Nadeln vor oder nach dem Magnetisiren polirt, so ist der Factor α des Verlustes kleiner, da dann die Nadeln durch die beim Poliren entwickelte Wärme weicher geworden sind, oder schon einen Theil ihres permanenten Magnetismus, sei es durch die Erwärmung oder durch die Erschütterungen, denen sie beim Poliren ausgesetzt werden, verloren haben.

Beim Anlassen ändert sich gleichfalls der Coefficient α. Er betrug bei verschiedenen Nadeln von gleichen Dimensionen (2 Zoll Länge, 0''',85 Durchmesser) nach häufigen Temperaturänderungen:

bei einer weichen Nadel . . . . $\alpha = 0{,}136006$;
" " " blau angelassenen . . . . . $\alpha = 0{,}134246$;
" " gehärteten und kirschroth angelassenen $\alpha = 0{,}13692$;
" " " " blau angelassenen . . $\alpha = 0{,}13286$;
" " gehärteten . . . . $\alpha = 0{,}23654$.

Es ist hieraus zu schliessen, dass hauptsächlich die Beschaffenheit der Oberfläche der Nadeln ihr Verhalten bei wiederholten Temperaturwechseln

bedingt, da die Versuche für alle Nadeln, ausser der gehärteten, nahezu gleiche Werthe für α ergeben.

Wird eine harte Nadel oft erwärmt und abgekühlt, bis sie auf den constanten Zustand gelangt ist, und dann wieder magnetisirt, so ist bei gleicher Behandlnng der Verlnst an Magnetismus kleiner als vorher, und nimmt bei Wiederholung des Verfahrens immer mehr ab. So war z. B. bei einer harten Nadel

bei der ersten	Magnetisirung	$\alpha = 0{,}44103$
„ „ zweiten	„	$\alpha = 0{,}06057$
„ „ dritten	„	$\alpha = 0{,}04395$.

Bei der Untersuchung der Magnetismen der Nadeln bei den abwechselnd hohen und niederen Temperaturen, denen sie ausgesetzt wurden, ergab sich ein fernerer Unterschied der harten und weichen Nadeln. Es wurden hierbei die Nadeln in einem gläsernen, in einem Wasserbade befindlichen Gefässe erwärmt. Ein durch den Glasdeckel des letzteren hindnrch gestecktes Thermometer, dessen Kugel in gleicher Höhe mit den Nadeln sich befand, gestattete, ihre jedesmalige Temperatur zu bestimmen.

Eine weiche Stahlnadel zeigte hierbei bei der erhöhten Temperatur jedesmal eine Abnahme, beim Abkühlen wiederum eine geringe Zunahme des permanenten Magnetismns. Bei einer harten Stahlnadel nahm aber die Schwingungsdauer bei jedem Temperaturwechsel zu, so dass ihr Magnetismns sowohl beim Erwärmen wie beim Erkalten sich verminderte, bis sie einen constanten Znstand angenommen hatte.

Die temporären Veränderungen an Magnetismus, welche die durch wiederholte Erwärmnngen nnd Abkühlungen auf einen permanenten Zustand gebrachten Nadeln erleiden, sind sehr verschieden nach der Natur der gebrauchten Nadeln. Für weiche nnd harte Nadeln von 34 Linien Länge fanden **Riess** und **Moser**[1]) die magnetische Intensität bei der Temperatnr t', wenn d den Durchmesser der Nadeln bezeichnet, J die anfängliche Intensität bei der Temperatur t im Mittel:

$$J_t = J\,(1 - 0{,}000324\ (t' - t)\ d).$$

Für Nadeln von 2 Zoll Länge ergab sich ebenso

$$J_t = J\,(1 - 0{,}0004321\ (t' - t)\ d).$$

Dieselbe Formel gilt auch für hohle Nadeln, bei denen statt der Durchmesser d die Summe der Dnrchmesser der inneren nnd äusseren Oberfläche zu setzen ist.

Aeltere Versnche haben für den Coefficienten von $t' - t$ meist höhere Werthe ergeben; so fand **Hansteen** denselben gleich 0,000788, **Christie** gleich 0,0010152, **Sabine** noch grösser. Der Grund dieser Unterschiede kann darin liegen, dass der Stahl der Nadeln verschieden

[1]) Riess u. Moser, Pogg. Ann. Bd. XVII, S. 425. 1829.*

war und dieselben vielleicht noch nicht auf ihren constanten Zustand gekommen waren. Eine genauere Bestimmung dieser Coefficienten hat vorläufig nur Interesse bei erdmagnetischen Untersuchungen, da die Beschaffenheit des Stahles der gebrauchten Nadeln nie bestimmt zu ermitteln ist.

D. Einfluss der Art und Grösse der ursprünglichen Mag- 419
netisirung.

1. Einfluss mechanischer Erschütterungen vor dem Temperaturwechsel. Wird einem permanent magnetisirten Stahlstab durch Tordiren oder Schlagen ebenso viel von seinem Magnetismus genommen, wie er durch wiederholte Temperaturänderungen innerhalb gewisser Grenzen verlieren würde, so vermögen, nach den Versuchen des Verfassers, letztere den magnetischen Zustand des Stabes nicht mehr dauernd zu ändern [1]).

2. Einfluss der Grösse der ursprünglichen Magnetisirung. Der Verfasser hat hierüber einige Versuche angestellt (l. c). Weiche Stahlstäbe von 22 Centimeter Länge und 13,5 Millimeter Dicke wurden durch Einschieben in eine vom galvanischen Strom durchflossene Kupferdrathspirale magnetisirt nnd in ein Wasserbad gelegt, so dass ihre Axe senkrecht auf dem magnetischen Meridian stand. Ihnen gegenüber war ein an einem Coconfaden hängender kleiner magnetisirter Stahlspiegel aufgestellt, welcher in einer dicken Kupferhülse schwebte, und dessen Ablenkungen durch die Spiegelablesung bestimmt wurden. Die Stäbe wurden abwechselnd auf 100° C. erwärmt und auf die frühere Temperatur erkältet. Diese Erwärmnng und Erkältung geschah meist zweimal. Der Stab wurde sodann bei 16,6° C. stärker magnetisirt, wiederum zweimal erwärmt und erkältet u. s. f. Die folgende Tabelle enthält einige so beobachtete Zahlen. In derselben sind unter m_I, $m_{I\cdot 100}$, m_{II}, $m_{II\cdot 100}$, m_{III} die aufeinanderfolgenden Werthe des Magnetismus der Stahlstäbe bei dem oben beschriebenen Verfahren verzeichnet:

m_I	$m_{I\cdot 100}$	m_{II}	$m_{II\cdot 100}$	m_{III}	$\frac{m_I - m_{II}}{m_I}$
16,6	11,5	12,5	11	12	0,247
33	23,7	25,9	21	25,1	0,212
52	35,5	39,7	33,5	38,5	0,246
71,5	49	55,5	46	53,8	0,223
93	—	72	60,2	69,6	0,225

Es können diese Werthe wegen der allmäligen Aenderung der Härte der Stahlstäbe auf keine allzugrosse Genauigkeit Anspruch machen, indess ergeben sie dennoch mit hinlänglicher Genauigkeit, dass die beim abwechselnden Erwärmen und Abkühlen der Magnetstäbe stattfindenden Verluste

1) G. Wiedemann, Pogg. Ann. Bd CIII, S. 563. 1858;* Pogg. Ann. Bd. C, S. 235. 1851.*

an Magnetismus innerhalb gewisser Grenzen dem ursprünglichen Magnetismus der Stähe proportional sind.

420 3. Einfluss der Temperatur, bei welcher der Stab magnetisirt ist. Wird ein frisch magnetisirter Stahlstab unter die Temperatur, bei der er magnetisirt worden ist, abgekühlt, so vermindert sich gleichfalls sein Magnetismus dauernd.

Dies Verhalten ist von Dufour [1]) nachgewiesen worden, indem er eine Magnetnadel erst unter dem Einfluss der Erde allein, dann unter dem eines unter sie gelegten Stahlstabes schwingen liess, der in einem Wasserbade erwärmt und in diesem durch Auflegen auf die Pole eines Elektromagnetes magnetisirt worden war und sich nun allmälig abkühlte. So fand sich z. B. der Magnetismus eines bei 55° C. magnetisirten Stahlstabes:

Temperatur	55°	30°	13°	5°
Magnetismus	6,39	6,12	6,06	5,85.

Nach meinen Versuchen, welche ganz wie die §. 419 beschriebenen angestellt waren, nur dass die bei höherer Temperatur zu magnetisirenden Stäbe in der Axe einer von Dampf durchströmten Blechröhre befestigt und mit dieser in die Magnetisirungsspirale eingeschoben wurden, und nach dem Herausnehmen aus derselben abwechselnd durch Durchleiten eines Stromes von kaltem Wasser oder von Dampf durch die Röhre auf 100° und 0° C. gebracht wurden, ergab sich, dass dieses eigenthümliche Verhalten nur bei der ersten Abkühlung eintritt.

Es fanden sich für verschiedene weiche Stahlstäbe die aufeinanderfolgend bei 100° und 0° C. beobachteten Magnetismen:

	m_{100}	m_0	m_{100}	m_0	m_{100}	m_0
I.	85	70,5	59,4	64,2	—	—
II.	88,6	84,6	67,8	81,3	65,6	79,6
III.	192	154	128,5	142	—	—

Ein bei höherer Temperatur magnetisirter Stab verliert also beim Erkalten einen Theil seines Magnetismus. Durch erneutes Erwärmen verliert er noch einen ferneren Theil seines Magnetismus. Wird er jetzt erkältet, so nimmt er wieder einen Theil seines verlorenen Magnetismus an. Wiederholte Erwärmungen vermindern, darauf folgende Erkältungen vermehren dann den Magnetismus des Stabes.

Es verhält sich also der bei höherer Temperatur magnetisirte Stab, abgesehen von seinem Verhalten bei der ersten Erkältung, ganz wie ein bei gewöhnlicher Temperatur magnetisirter Stab, der beim Erhitzen Magnetismus verliert und denselben beim Erkalten zum Theil wieder erhält.

---

[1]) Dufour, Archives T. XXXI, p. 104. 1856;* Pogg. Annal Bd. XCIX, p. 476* und l. c.

Bei höheren Temperaturen magnetisirte Magnete sollen nach wiederholten Temperaturänderungen geringere Variationen ihres Magnetismus zeigen, als bei niederen Temperaturen magnetisirte. So fand Dufour die Intensitätsänderung für 1° C. bei einem bei 10—15° magnetisirten Stab zwischen 20—70° etwa gleich 0,002, bei einem bei 50—55° magnetisirten Stab zwischen 20—50° etwa gleich 0,00006 seines Magnetismus [1]).

4. Verhalten von theilweise entmagnetisirten Stäben. 421
Ganz anders, wie wir es eben betrachtet, sind die dauernden Veränderungen des permanenten Magnetismus von Stahlstäben, welche nicht direct den ihnen innewohnenden Magnetismus erhalten haben, sondern welche erst durch eine vom Strom durchflossene Spirale bis zu einem bestimmten Grade magnetisirt waren, denen sodann aber durch Einschieben in die von einem entgegengesetzt gerichteten Strom durchflossene Spirale ein Theil des Magnetismus entzogen war. Der Einfluss der Erwärmung und Abkühlung auf Stahlstäbe von 237^{mm} Länge und $13{,}2^{mm}$ Durchmesser, welche auf diese Art magnetisirt waren, ergiebt sich aus einigen Versuchen des Verfassers [2]), welche ganz wie die in §. 419 mitgetheilten Versuche angestellt waren. Die folgende Tabelle giebt einige der hierbei erhaltenen Resultate. In derselben bedeutet M den ursprünglichen, m den nach Einwirkung des entmagnetisirenden Stromes zurückgebliebenen permanenten Magnetismus des Stabes. Die bei dem Werth m als Indices beigesetzten Zahlen 0 und 100 geben die Temperaturen an, denen der Stab nach einander ausgesetzt wurde.

I. Weicher Stahlstab,

magnetisirt und entmagnetisirt bei 0°.

	M	m	m_{100}	m_0	m_{100}	m_0
1.	70,5	70,5	42,2	54,5		
2.	72	40,1	27	40,5		
3.	70	25	18	39,5		
4.	72	2	2	9		
5.	75	0	0	9,5	0	9,5

II. Weicher Stahlstab,

magnetisirt und entmagnetisirt bei 100° C.

	$M_{(100)}$	$m_{(100)}$	m_0	m_{100I}	m_{0I}	m_{100II}
1.	56	56	53,5	40	51	38
2.	56	47,5	51	38	49	
3.	56	19,5	31	20,5		
4.	56	0	14,5	5,5		

[1]) Dufour, Archives T. XXXIV, p. 5. 1857.* — [2]) Wiedemann l. c.

III. Harter Stahlstab,

magnetisirt und entmagnetisirt bei 8° C.

	M	m	m_{100}	m_{0I}	m_{100I}	m_{0I}
1.	23,1	23,1	14	14,2	16,6	13
2.	47,2	23	18,5	20,5	17	19
3.	70,8	21,8	18,7	23,9	18,5	22,6
4.	90,5	24	20	27	19,2	26,5

Aus diesen Versuchen folgt:

I. Wird einem durch einen galvanischen Strom bei 0° magnetisirten Stahlstab ein Theil seines Magnetismus durch einen entgegengesetzten Strom entzogen, so verliert er beim Erwärmen Magnetismus. Beim Abkühlen nimmt sein Magnetismus wieder zu. Ist der ursprüngliche Magnetismus des Stabes beim Einwirken des entmagnetisirenden Stromes nur wenig vermindert worden, so erlangt der Stab beim Abkühlen nicht ganz den Magnetismus wieder, welchen er vor dem Erwärmen besass; war die Verminderung grösser, so kommt er beim Abkühlen ganz auf seinen Magnetismus vor dem Erwärmen; war dieselbe noch grösser, so ist nach dem Erkalten der Magnetismus des Stabes grösser, als vor dem Erwärmen. So kann ein scheinbar unmagnetischer Stab bei einmaligem Erwärmen und Erkälten wieder magnetisch werden.

II. Ein bei 100° C. magnetisirter und bei derselben Temperatur auf schwächeren Magnetismus reducirter Stab verliert je nach der Grösse des bei der Reduction verlorenen Magnetismus beim Erkalten entweder von seinem Magnetismus, oder bleibt unverändert, oder erhält auch mehr Magnetismus.

Alle diese Eigenthümlichkeiten treten indess nur bei der ersten Erkältung eines bei 100° C. oder bei der ersten Erwärmung und Erkältung eines bei 0° magnetisirten Stabes auf; bei weiterem abwechselndem Erwärmen und Erkälten verhalten sich die Stäbe wie gewöhnlich magnetisirte.

422 Auch die Vertheilung des Magnetismus ändert sich beim Erwärmen. Dies hat Kupffer [1]) beobachtet, indem er eine Nadel von 12^{mm} Länge neben einem senkrecht stehenden 503^{mm} langen Magnetstab schwingen liess. Die Dauer von je 100 Schwingungen der Nadel wurde bestimmt, und daraus die Intensität des Magnetismus des jedesmal neben der Nadel

[1]) Kupffer, Pogg. Ann. Bd. XII, S. 183; Kastner's Archiv Bd. XIII, S. 145 1828.*

liegenden Punktes des Magnetstabes abgeleitet. Dieselben Versuche wurden wiederholt, als der Magnet auf 100° C. erwärmt worden und wieder auf die frühere Temperatur abgekühlt war. Es ergab sich u. A.:

Abstand vom Südpol des Stabes	Magnetismus m vor dem Erwärmen	Magnetismus m_1 nach dem Erwärmen	$\frac{m}{m_1}$
156,5	0,5569	0,4376	1,273
136,5	0,7374	0,5765	1,275
116,5	0,9455	0,7280	1,299
96,5	1,1862	0,8897	1,330
76,5	1,4301	1,0559	1,355
56,5	1,6518	1,1929	1,376

Das magnetische Moment der einzelnen Theile des Stabes würde hiernach gegen das Ende desselben bei der Erwärmung stärker abnehmen, als in der Nähe des Indifferenzpunktes. Dasselbe Resultat ergaben auch andere Versuche mit horizontal gestellten Magnetstäben.

Versuchen wir, die Einwirkung der Wärme zunächst auf den temporären Magnetismus der Eisen- und Stahlstäbe theoretisch zu verfolgen, so müssen wir dieselbe in zwei wesentlich verschiedene Theile theilen. 423

Einmal werden die Moleküle bei höheren Temperaturen leichter beweglich, die Molekularkräfte, welche sie in ihren gegenseitigen Lagen festhalten, nehmen ab, die Theilchen folgen mehr dem Zug der magnetisirenden Kräfte, und das temporäre magnetische Moment nimmt zu. Sind die Stäbe vor dem Magnetisiren schon öfter erwärmt und abgekühlt worden, so nehmen die Molekularkräfte beim Abkühlen der Stäbe wieder bis zu ihrer früheren Grösse zu; das Moment der Stäbe vermindert sich bis zu dem Werth, welchen es vor dem Erwärmen besass. — Sind die Stäbe noch nicht wiederholten Temperaturänderungen ausgesetzt, so bleiben sie auch nach dem Erkalten weicher als vorher, und das Moment vermindert sich nicht ganz bis auf den früheren Werth. — Zu dieser Zunahme des Momentes des ganzen Stabes durch die Verminderung der Molekularkräfte zwischen den Molekülen tritt eine Abnahme des magnetischen Momentes jedes Moleküls selbst, so dass z. B. bei der Weissgluth die Stäbe gar nicht magnetisirt werden können. — Beide Wirkungen gehen nebeneinander her. Sie würden von einander gesondert beobachtet werden können, wenn man z. B. ein, bestimmten magnetisirenden Kräften unterworfenes Rotations-Ellipsoid oder einen sehr dünnen und langen Stab von Eisen verschieden starken magnetisirenden Kräften, z. B. in einer Magnetisirungsspirale, aussetzen würde. Das magnetische Moment eines solchen Ellipsoids, welches wir der Einfachheit halber sehr lang annehmen wollen, wird durch die Formel

$$P = k v X$$

gegeben, wo X die äussere magnetisirende Kraft, v das Volum des Ellipsoids ist und k nach der Theorie der drehbaren Molekularmagnete durch den Werth

$$k = m\,n\left(\frac{3\,X^2 - D^2}{3\,X^3}\right)$$

ersetzt werden muss. In diesem ist n eine für jeden Stoff constante Grösse, k das magnetische Moment jedes Moleküls, D das das Molekül in die Gleichgewichtslage zurückführende, bei jeder Temperatur sich ändernde Drehungsmoment der Molekularkräfte.

Bestimmt man das Moment P bei verschiedenen magnetisirenden Kräften X und bei verschiedenen Temperaturen, so kann man die Werthe m und D getrennt berechnen.

Auf die permanent magnetisirten Körper scheinen die Temperaturveränderungen eine doppelte Wirkung auszuüben. Einmal werden dadurch die Theilchen der Körper in Bewegung versetzt, wie bei den mechanischen Erschütterungen, und folgen dann mehr dem Zuge der gerade wirksamen Kräfte. Deshalb bewirkt zuerst jede Temperaturveränderung eine dauernde Abnahme der permanenten Magnetismen. Ist schon durch mechanische Erschütterungen die dauernde Abnahme erfolgt, so fällt diese Wirkung der Temperaturveränderungen fort. Deshalb verliert ein bei 100° C. magnetisirter Stab, wenn er erschüttert worden, beim Abkühlen nicht mehr an Magnetismus. Deshalb verliert auch ein magnetisirter Stab, der durch öfteres Hin- und Hertordiren einen dauernden Verlust an Magnetismus erlitten hat, durch wiederholte Temperaturveränderungen nicht mehr von seinem Magnetismus. Ist ein Stab erst magnetisirt und dann theilweise oder ganz durch eine entgegengesetzt wirkende magnetisirende Kraft entmagnetisirt worden, so ziehen, wenn die Entmagnetisirung bedeutender war, die durch die Drehung bei der ersten Magnetisirung geänderten Molekularkräfte die Moleküle mehr nach der Lage hin, welche sie bei jener Magnetisirung einnahmen. Daher kann sich dabei durch den Temperaturwechsel das Moment des Stabes vermehren. — Zu dieser dauernden Wirkung der Temperaturveränderungen tritt eine vorübergehende. Jede Erwärmung lockert vorübergehend die Theile der Körper und vermindert die Spannung, in welche dieselben durch die Wirkung der äusseren Kräfte versetzt worden sind. Deshalb kehren sie hierbei ein wenig in ihre erste Gleichgewichtslage zurück, in der sie vor jener Einwirkung durch die zwischen ihnen wirksamen Kräfte erhalten wurden. Die Erwärmung vermindert daher vorübergehend den Magnetismus. Bei der Erkältung kehren die Moleküle in ihre frühere Stellung zurück; der Verlust an Magnetismus ersetzt sich wieder.

Ganz analoge Erscheinungen kann man erhalten, wenn man die Temperatur von Körpern ändert, die durch mechanische Kräfte eine Gestaltsveränderung (Torsion) erlitten haben, und nun die Zu- oder Abnahme der letzteren bei der Erwärmung und Erkältung derselben beobachtet.

II. Erzeugung von Wärme beim Magnetisiren.

424

Die Magnetisirung des weichen Eisens und Stahls, sowie jede Aenderung des einmal in demselben erzeugten Magnetismus ist mit einer Wärmeerzeugung verbunden. Diese Erscheinung ist zuerst sehr vollständig von Joule [1]) beobachtet und gemessen worden.

Eine horizontale Glasröhre war an einer verticalen Axe befestigt, die durch einen mit einer Kurbel verbundenen Schnurlauf in schnelle Rotation versetzt werden konnte. In die Glasröhre wurde ein Eisenstab von 8″ Länge und $^3/_4$″ Dicke eingelegt, sodann dieselbe mit Wasser gefüllt und in dieses ein Thermometer eingesenkt. Die Röhre war beiderseits durch Korke geschlossen. Ein starker Elektromagnet (vgl. §. 246, Anfang) wurde so aufgestellt, dass der in der Glasröhre liegende Eisenstab als Anker des Magnetes diente. Wurde nun die Kurbel gedreht, so änderte sich schnell hintereinander die Polarität des zwischen den Polen des Elektromagnetes rotirenden Eisenstabes, und das in dem umgebenden Wasser befindliche Thermometer zeigte eine Temperaturerhöhung an. — Wurde der Elektromagnet durch Ströme von verschiedener Intensität erregt, so konnte man innerhalb der Grenzen der Beobachtung annehmen, dass der im Elektromagnet und auch in dem rotirenden Eisenstab erzeugte Magnetismus der jedesmaligen Stromintensität proportional war.

Es ergab sich so, dass die in dem Eisenstab beim Rotiren unter sonst gleichen Verhältnissen erzeugte Wärme dem Quadrat des in ihm erzeugten Magnetismus proportional ist [1]).

Waren z. B. die Intensitäten i der magnetisirenden Ströme die in folgender Tabelle verzeichneten, so betrugen die an dem Thermometer beobachteten Temperaturerhöhungen t:

i	t	const. i^2
9,85	1,31	1,229
6,77	0,56	0,5807
4,17	0,16	0,2203

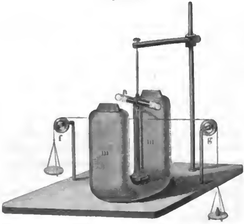
War der Eisenstab in der Röhre mit einer Spirale von Kupferdrath umwickelt, deren Enden an zwei auf die Drehungsaxe aufgesetzte Metallplatten angelöthet waren, gegen die zwei mit einem Galvanometer verbundene Metallfedern schleiften, so wurde bei der Rotation ausser der in dem Eisenstab erzeugten Wärme noch in der umgebenden Spirale eine bestimmte Wärmemenge hervorgerufen, indem in derselben bei dem Vorbeigehen bei den Polen des Elektromagnetes und bei der abwechselnden

1) Joule, Phil. Mag. Bd. XXIII, p. 263. 347. 435. 1843.*

Umkehr der Polarität des Eisenstabes galvanische Ströme inducirt wurden. Es entsprach auch hier die Temperaturerhöhung und mithin die erzeugte Wärmemenge dem Quadrat der Intensität der den Magnet erregenden Ströme. Wurde endlich noch durch die Spirale, welche den Eisenstab im Glasrohr umgab, ein besonderer galvanischer Strom geleitet, so war wiederum die in dem ganzen rotirenden Elektromagnet entwickelte Wärme dem Quadrat der inducirten Kraft proportional.

425 Bei ferneren Versuchen wurde unmittelbar die Arbeit gemessen, welche erforderlich war, um den Eisenstab in der Glasröhre unter verschiedenen Umständen in Bewegung zu erhalten, und diese Arbeit mit der durch dieselbe in dem Eisenstab erzeugten Wärmemenge verglichen.

Fig. 203.



Die die Glasröhre *a* (Fig. 203) tragende verticale Axe war mit zwei Schnüren umwickelt, welche über zwei Rollen *f* und *g* geleitet waren und an ihren Enden Wagschalen trugen, die mit gleichen Gewichten belastet wurden.

Es wurden zuerst die Gewichte bestimmt, welche erforderlich waren, um die Glasröhre *a* mit ihrem Inhalt, dem Eisenstab u. s. w. in Rotation zu erhalten, während der Elektromagnet *m*, zwischen dessen Polen die Glasröhre rotiren konnte, noch nicht in Thätigkeit gesetzt war, also nur Reibungshindernisse und der Luftwiderstand zu überwinden waren. (Die schwache Einwirkung des Erdmagnetismus auf den Eisenstab in dem Rohre *a* konnte vernachlässigt werden.)

Wurde nun der Elektromagnet magnetisirt, so waren bedeutend grössere Gewichte erforderlich, um die Glasröhre *a* mit ihrem Inhalt in Rotation zu erhalten. Der Ueberschuss der jetzt angewandten Gewichte über die vorher benutzten entsprach der Kraft, welche auf die Ueberwindung der durch die Magnetisirung erzeugten Bewegungshindernisse verwendet werden musste, also zum jedesmaligen Entfernen des Eisenstabes aus der (axialen) Lage, bei welcher seine Längsaxe die Pole des Elektromagnets verband. Es wurde nun der Weg gemessen, welchen die Gewichte herabrollten, während zugleich das Thermometer im Glasrohr *a* eine bestimmte Temperaturerhöhung angab. Das Product jenes Weges mit den Gewichten entsprach dann der zur Bewegung der Glasröhre

verbrauchten Arbeit. Kannte man ferner die specifische Wärme und das Gewicht der verschiedenen im Glasrohr *a* enthaltenen Körper, so konnte man hierdurch die Wärmemenge bestimmen, welche erzeugt wurde, während jene Arbeit verbraucht war. Enthielt die Glasröhre nur einen Eisenstab, so entsprach bei zwei Versuchsreihen die im Glasrohr erzeugte Wärmemenge der Arbeit in dem Verhältniss, dass sich hierbei ein Pfund Wasser um einen Grad Fahrenheit erwärmt hätte, während zugleich eine Arbeit von resp. 742 oder 860 engl. Fusspfund verbraucht worden wäre.

War der Eisenstab noch mit einer mit dem Galvanometer verbundenen Spirale umgeben, so entsprach die Wärme der Arbeit so, dass zur Erwärmung von 1 Pfund Wasser um 1° F. etwa 896, 1001 und 1040 Fusspfund verbraucht waren.

Wurde endlich durch die Spirale noch ein Strom geleitet, und die durch den Strom für sich ohne die Rotation erzeugte Wärme von der bei der Rotation erzeugten subtrahirt, so war hierbei zur Erzeugung einer gleichen Wärmemenge wie oben eine Arbeit von 910 Fusspfund verwendet worden.

Als Mittel aus dreizehn in dieser Art ausgeführten Versuchen erhielt man die Arbeit, welche zur Erwärmung von 1 Pfund Wasser um 1° F. verbraucht war, gleich 838 Fusspfund; oder die zur Erwärmung von 1 Kilogramm Wasser um 1° C. verbrauchte Arbeit gleich 460 Kilogrammmeter. — In Rücksicht auf die Wärmeverluste, welche bei diesen Versuchsmethoden durch Ausstrahlung, Abgabe an die Luft u. s. w. nothwendigerweise eintreten mussten, weicht die gefundene Zahl 460 nicht allzu sehr von dem auf anderen sichereren Wegen gefundenen Arbeitsäquivalent der Wärme 425,5 ab.

Die Wärmeerzeugung beim Magnetisiren, welche durch diese Versuche auf genaues Maass zurückgeführt worden ist, ist durch spätere Versuche von van Breda und Grove gleichfalls bestätigt worden. 426

Breda[1]) legte in eine mit einer Spirale umwundene Holzrolle ein an beiden Seiten geschlossenes Rohr von weichem Eisen. In das eine Ende des Rohres war luftdicht ein Thermometerrohr eingesetzt, in welches ein Tropfen einer gefärbten Flüssigkeit eingebracht war. — Wurde ein continuirlicher Strom durch die Spirale geleitet, so zeigte sich keine Aenderung des Standes des Tropfens. Wurde aber der Strom durch einen Interruptor 30 Mal in der Secunde geöffnet und geschlossen, so entfernte sich der Tropfen im Glasrohr von dem Eisenrohr und gab so eine Erwärmung desselben an. Ein an das Eisenrohr angelegtes Thermoelement von Wismuth und Antimon, welches mit einem Galvanometer verbunden war, liess gleichfalls im ersten Fall keine, im zweiten Fall eine deutliche Erwärmung des Eisenrohres erkennen.

---

[1]) van Breda, Compt. rend. T. XXI, p. 961;* Pogg. Ann. Bd. LXVIII, p. 552*

In ganz ähnlicher Weise umgab Grove [1]) die Pole eines hufeisenförmigen Elektromagnetes mit kaltem Wasser, um dadurch die Erwärmung derselben in Folge der in den umgebenden Spiralen durch die galvanischen Ströme erzeugten Wärme zu verhindern. An den zwischen die Pole gelegten und mit Flanell bekleideten Anker des Elektromagnetes wurde eine Thermosäule angelegt. — Ein mit letzterer verbundenes Galvanometer zeigte, wie bei den Versuchen von van Breda, nur bei wiederholter Unterbrechung oder Umkehrung des magnetisirenden Stromes einen Ausschlag. Bei Nickel- und Kobaltankern erhielt Grove gleichfalls Anzeigen von Wärmeentwickelung. Dieselbe nahm ab mit der Abnahme der Magnetisirbarkeit der Metalle.

Diese Wärmeerzeugung in den magnetisirten Metallen erklärt sich sehr einfach, wenn man die durch die früheren Betrachtungen binlänglich begründete Annahme beibehält, dass die Magnetisirung mit einer Drehung der einzelnen Moleküle des Eisens um ihren Schwerpunkt in der einen oder anderen Richtung verbunden ist, und dieselben nach Aufhebung der Magnetisirung mehr oder weniger in ihre Gleichgewichtslage vor dem Magnetisiren zurückkehren. Die Reibung der Moleküle aneinander bei diesen Drehungen, welche ihren Bewegungszustand bald in einen statischen Gleichgewichtszustand überführt, kann dann direct eine Erzeugung von Wärme zur Folge haben, und letztere giebt indirect ein Maass für die Reibungswiderstände, welche die Moleküle bei ihrer Drehung erleiden.

[1]) Grove, Phil. Mag. Bd. XXXV, S. 153. 1849;* Pogg. Ann. Bd. LXXVIII, S. 567.*

III.

MAGNETISCHES VERHALTEN ALLER KÖRPER.

Erstes Capitel.

Diamagnetismus.

I. Allgemeine Gesetze.

Ausser Eisen und Stahl, Nickel, Cobalt, Magneteisenstein und 427
Magnetkies kann noch eine Reihe anderer Körper temporären Magnetismus erhalten, wenn schon der permanente Magnetismus in ihnen zu gering ist, als dass man ihn deutlich beobachten könnte. Schon in früheren Zeiten hat man den Nachweis hierüber geführt, indem man die Körper dem einen Pol einer an einem Coconfaden aufgehängten gewöhnlichen Magnetnadel und noch besser einer astatischen Nadel näherte und beobachtete, ob man Anziehungserscheinungen wahrnahm. Namentlich Saigey[1]) benutzte das Sideroskop von Lebaillif[2]) (Fig. 204) zu diesen Untersuchungen. Dasselbe bestand aus zwei möglichst gleichen Magnetnadeln ns und $n_1 s_1$, welche in entgegengesetzter Richtung in die beiden Enden eines horizontal an einem Coconfaden aufgehängten Strohhalmes gesteckt waren. Ein ähnliches astatisches System

Fig. 204.



[1]) Saigey, Bullet. univ. des Sciences T. IX, p. 89, 167, 239, 1828. —
[2]) Lebaillif, Bullet. univ. des Sciences, T. VIII, p. 87; Pogg. Ann. Bd. X, S. 507. 1827.

war schon früher von Arnim[1]) angegeben worden. — Auch beobachtete man wohl, wie Brugmans, die Anziehnng der in einem Schiffchen auf Wasser oder anf Quecksilber schwimmenden Stoffe durch einen genäherten starken Magnetpol. In fast allen Fällen waren die nntersuchten Körper schwach eisenhaltig, so dass man eine Anziehung gegen die Magnetpole wahrnahm: so bei den meisten Pflanzenstoffen, so anch bei Messing[2]), namentlich wenn es gehämmert war. Auf einem solchen Eisengehalt beruht auch der Magnetismus, den manche Gesteinsmassen zeigen, in deren Nähe sich die Stellnng der Compassnadel ändern kann (z. B. die Schnarcher im Harz, das Riffelhorn bei Zermatt u. s. f.). Auf diese Weise lassen sich bei vielen Eisenverbindungen magnetische Eigenschaften nachweisen, so bei vielen eisenhaltigen Mineralien[3]), Spatheisenstein, Zinkeisenerz, Lievrit, Dyslnsit; ebenso bei den meisten Salzen und Oxyden des Eisens, Nickels, Cobalts u. s. f.

Schon Brugmans[4]) hat dagegen nach seiner Methode gefunden, dass metallisches Wismuth von den Polen des Magnetes abgestossen werde, also sich entgegengesetzt wie das Eisen nnd die magnetischen Körper verhalte, und Becquerel[5]) beobachtete diese Abstossung zwischen dem Wismnth und Antimon und einem Magnetpol auch an dem Sideroskop von Lebaillif. Dieses Verhalten ist auch später beobachtet, aber meist mit dem alsbald zu nennenden Transversalmagnetismus verwechselt worden. Erst neuerdings, i. J. 1845, hat Faraday[6]) dieses entgegengesetzte magnetische Verhalten der Körper von Neuem aufgefunden und gründlich studirt.

428 Auf eine einfache Weise kann man das Verhalten der magnetischen Körper und der sich wie Wismuth verhaltenden Körper in folgender Art vergleichen.

Hängt man vor dem vorn abgerundeten Pol eines geradlinigen, starken, horizontal liegenden Elektromagnetes an einem Coconfaden einen horizontalen Hebel von dünnem Holz so anf, dass sein eines Ende dicht vor dem Pol des Elektromagnetes sich befindet, und befestigt an diesem Ende eine kleine Eisenkugel, so wird dieselbe vom Magnetpol angezogen. Eine Reihe anderer Körper, wie Nickel, Cobalt u. s. f. verhält sich ebenso.

Befestigt man in ganz gleicher Weise vor dem Magnete eine Kugel

[1]) Arnim, Gilb. Ann Bd. V, S. 382. 1800*; vgl. auch Vassalli, Bullet. des Sciences, T. V, p. 36; Gilb. Ann. Bd. III, S. 116. 1800*. — [2]) Cavallo, Phil. Trans. 1786 p. 64*, 1787 p. 6*; Munke, Pogg. Ann. Bd. VI, S. 361, 1826*. Vgl. auch Coulomb, Journ. de Phys. T. LIV, p. 240. 367. 454;* Gilb. Ann. Bd. XI, S. 254;* Bd. XII, S. 394* und Biot, Traité T. III, pag. 117;* Gilb. Ann. Bd. LXIV, p. 395.* — [3]) Eine weitere Ausführung dieses Gegenstandes gehört in die Mineralogie. Vgl. in der neueren Literatur namentlich die Arbeiten von Greiss, Pogg. Ann. Bd. XCVIII, S. 478. 1856.* — [4]) Brugmans, Magnetismus seu de affinitatibus magneticis observationes Lugd. Batav. 1778. §. XL, p. 130*. — [5]) Becquerel, Bullet. univ. des Sciences T. VII, p. 371; Pogg. Ann. Bd. X, S. 292. 1827.* Auch Lebaillif selbst. Bullet. des Sciences T. VIII, p. 87; Pogg. Ann. Bd. X, S. 507. 1827.* — [6]) Faraday, Exp Res. Ser. XX (Dec. 1845) u. flgde.*

von Wismuth, so entfernt sie sich von demselben, sie wird von ihm abgestossen.

Bei stärkeren Magneten genügt es, die Kugeln direct an einem längeren Coconfaden aufzuhängen; auch hiebei zeigt sich dann der Gegensatz zwischen dem Verhalten des Eisens und des Wismuthes. Um diesen Unterschied im Verhalten der Körper zu bezeichnen, sagen wir, die angezogene Eisenkugel sei ein **magnetischer**, oder, wie Faraday [1]) sich ausdrückt, ein **paramagnetischer**, die abgestossene Wismuthkugel ein **diamagnetischer** Körper.

Die Untersuchungen über das diamagnetische Verhalten der Körper 429
lassen sich am besten mit Hülfe des §. 244 beschriebenen und Fig. 153 abgebildeten grossen Elektromagnetes anstellen, auf dessen Schenkel man verschiedene Halbanker (Fig. 205) auflegt. Man bringt dann die

Fig. 205.



zu untersuchenden Körper entweder vor den einen dieser Halbanker, indem man sie an einem Coconfaden auf diese oder jene Art aufhängt, oder zwischen die einander gegenüberstehenden Endflächen derselben. Auch der Ruhmkorff'sche Magnet, Fig. 156, eignet sich sehr gut zu diesen Versuchen. Wenn man einer horizontalen Polfläche bedarf, wird indess ein Hufeisenmagnet von der Fig. 153 abgebildeten Form mit aufzulegenden Halbankern vorzuziehen sein.

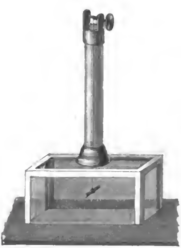
Als unmittelbarer Ausdruck der Thatsachen, ohne zunächst auf deren Gründe näher einzugehen, kann man hinstellen, dass die Abstossung der diamagnetischen Körper bewirkt, dass sie stets nach den Stellen sich zu begeben streben, wo die magnetische Wirkung auf sie ein Minimum, die magnetischen Körper dagegen dahin, wo sie ein Maximum ist.

Hängt man daher vor die abgerundete oder zugespitzte Polfläche eines horizontal liegenden Magnetstabes oder eines auf die erwähnten Magnete aufgesetzten Halbankers an einem Coconfaden ein längliches, aus einem magnetischen Körper geformtes Stäbchen so auf, dass es in einer horizontalen Ebene schwingen kann, so dreht es sich so, dass sein dem Pol zunächst liegendes Ende demselben möglichst nahe kommt, seine Axe also die Verlängerung der Axe des Magnetes bildet; das Stäbchen stellt sich **axial**. Die diamagnetischen Körper stellen sich mit ihrer Längsaxe dagegen in einer gegen die Magnetaxe verticalen Ebene ein, sie stellen sich **äquatorial**. Dieselben Stellungen nehmen die magnetischen und diamagnetischen Körper zwischen den einander gegenüberstehenden abgerundeten Flächen der auf beide Pole eines Magnetes aufgesetzten Halb-

[1]) **Faraday**, Exp. Res. Ser. XXV, §. 2790.

anker an. — Es ist die Beobachtung dieser Einstellung das sicherste und bequemste Mittel, um zu entscheiden, welcher Klasse der untersuchte Körper angehört. Um diese Beobachtung mit Sicherheit ausführen zu können, setzt man zweckmässig über die mit ihren Halbankern versehenen Pole des Magnetes einen Glaskasten (Fig. 206), der oben vermittelst einer Fassung eine Glasröhre trägt. Auf diese ist oben eine zweite Fassung mit einer horizontalen Axe aufgesetzt, um die ein Coconfaden geschlungen ist. Aus dem unteren Ende desselben bildet man eine Schleife, in welche man die zu untersuchenden Körper einhängt. Bedient man sich hierzu eines an den Faden gehängten Schiffchens von Papier, so ist stets die Wirkung der Magnetpole auf das Schiffchen selbst zu subtrahiren. — Bei der Beobachtung dieser Einstellungen muss man indess eine gewisse Vorsicht beobachten. Schliesst man nämlich den den Magnet magnetisirenden Strom, während ein schwach magnetischer oder diamagnetischer Stab zwischen seinen Polen hängt, so entsteht im Moment der Schliessung in jenem Stab ein dem magnetisirenden Strom entgegengerichteter Inductionsstrom, der eine Abstossung des Stabes von den Polen bewirkt. Beim Oeffnen des Magnetes entsteht ein, dem magnetisirenden Strome gleichgerichteter Inductionsstrom, der eine Anziehung des Stabes hervorruft. Durch rechtzeitiges Schliessen und Oeffnen kann man so den Stab in Schwingungen versetzen, oder sogar demselben eine Rotation ertheilen. — Man würde sich grossen Irrthümern aussetzen, wenn man nach jenen beim Schliessen und Oeffnen des Stromes hervortretenden Bewegungen das diamagnetische Verhalten der Körper bestimmen wollte. Vielmehr muss man stets ihre permanente Einstellung während der dauernden Magnetisirung beobachten.

Fig. 206.



Man kann hierbei die Einstellung eines diamagnetischen Körpers, z. B. eines Wismuthstabes, viel leichter zeigen, wenn man zwischen den Magnetpolen unter demselben in äquatorialer Lage einen Eisenstab hinlegt. Es sind ihm dann gewissermaassen die Magnetpole näher gebracht [1]).

430 Sind die Polflächen des Magnetes nicht vorn zugespitzt oder abgerundet, sondern bilden sie eine grössere Fläche, so können sich Ab-

[1]) Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXIII, S. 613. 1848.*

weichungen von diesem normalen Verhalten ergehen, die leicht zu Irrthümern führen können.

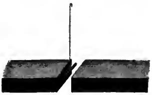
Hängt man z. B. nahe vor einer verticalen, ehenen, runden oder viereckigen Polfläche (Fig. 207) (z. B. eines auf den einen Pol des verwendeten Magnetes gelegten Halhankers), die nicht zu kleine Dimensionen hat, in horizontaler Lage ein kleines Wismuthstähchen auf, welches kürzer ist als der horizontale Durchmesser der Polfläche, so stellt sich dasselhe mit seiner Axe vertical gegen die Polfläche, indem die von den Rändern der letzteren hauptsächlich ausgehende Ahstossung seine Masse möglichst weit von jenen Rändern entfernt. In der der Polfläche parallelen Lage wäre es im lahilen Gleichgewicht. Ist der Punkt, um den sich das Stäbchen drehen kann, ein wenig nach der einen Seite der Polfläche verschohen, so ist die Abstossung von dieser Seite ein wenig grösser, und die Axe des Stäbchens neigt sich mit ihrem der Polfläche zugewandten Ende ein wenig gegen die andere Seite der Polfläche hin.

Fig. 207.



Hängt man in ähnlicher Weise zwischen den heiden viereckigen Polflächen der heiden auf die Pole des Elektromagnetes gelegten und einander nahe stehenden Halhanker ein Wismuthstähchen (Fig. 208), so stellt es sich, wenn seine Schwingungsehene den Mitten der Polflächen entspricht, axial; sowie man es aber heht oder senkt, dass es in der Ehene der oheren oder unteren Kanten der Polflächen schwingt, stellt es sich äquatorial, da im ersten Falle hauptsächlich die von den verticalen Seitenkanten der Halbanker ausgehende Ahstossung auf dasselbe wirkt, und die Enden des Stähchens in der axialen Lage möglichst weit von ihnen entfernt sind, im letzteren Falle die von den oberen und unteren horizontalen Kanten ausgehende Wirkung nahezu an allen Stellen derselben gleich ist, und so das Stäbchen in der äquatorialen Lage der magnetischen Einwirkung möglichst entrückt ist. — Ein Glasröhrchen voll Eisenocker, voll Eisenvitriolpulver, verhält sich gerade entgegengesetzt. Es stellt sich in der Mitte zwischen den Polflächen äquatorial, indem seine Enden sich den stark magnetischen Rändern derselben zukehren, und legt sich in der Ebene der oberen oder unteren Kanten der Polflächen heiderseits gegen dieselhen an. Auch Stäbchen von eisenhaltigem Zink, Silher, Kupfer, Zinn u. s. f. verhalten sich ebenso, und ehenfalls Dräthe von gewöhnlichem Messingdrath [1]), welche stets geringe Quantitäten Eisen enthalten.

Fig. 208.



[1]) Cavallo l. c.; Munke l. c.; Faraday, Exp. Res., Vol. III, p. 461;* Tyndall, Phil. Trans. 1855, p. 13.*

Bei weiterem Heben über die Polflächen der Halbanker hinaus stellt sich ein etwas längeres, etwa 2 Centimeter langes Wismuthstäbchen, wenn die Halbanker auf 2—3mm einander genähert sind, wiederum axial, ein mit Eisenoxyd gefülltes Glasröhrchen u. s. f. dagegen äquatorial, indem nur so die Massen von den Punkten des Magnetes, in denen der freie Magnetismus besonders stark concentrirt ist, möglichst weit entfernt oder ihnen möglichst genähert sind.

Dieselben Erscheinungen zeigen sich, wenn auch schwächer, schon vor der etwas grösseren verticalen Fläche nur eines auf den einen Pol des Magnetes aufgelegten Halbankers oder eines Stahlmagnetes, wie dies schon von Seebeck [1]) und Becquerel [2]) beobachtet ist.

Man kann bei diesen Versuchen recht deutlich zeigen, wie die magnetische Wirkung auf einen zwischen die Mitten der Polflächen gebrachten Körper hauptsächlich von ihren Kanten ausgeht, wenn man nach Tyndall zwischen denselben ein kleines Kügelchen von magnetischem Spatheisenstein an einem Coconfaden aufhängt. Dasselbe begiebt sich stets von der Mitte der Polflächen gegen ihre Ränder hin.

Auch wenn man zwei gleichnamige Polflächen von beiden Seiten sehr nahe an das aufgehängte kurze Stäbchen bringt, kann sich dasselbe Verhalten aus den gleichen Gründen zeigen. Die Polflächen wirken entgegengesetzt polarisirend auf die einzelnen Theile der Körper, und je nach dem Ueberwiegen der Wirkung des einen oder anderen Randes dieser oder jener Polfläche nehmen die Körper eine gegen dieselbe geneigte Stellung an.

431 Abweichend von diesem Verhalten der schwach magnetischen Körper ist das von massiven Eisenstäben, von Glasröhren voll Eisenvitriollösung, in denen die Masse der magnetischen Körper ein Continuum bildet. Werden diese an der Polfläche aufgehängt und nähert sich das eine Ende derselben der letzteren, so dreht sich dieses Ende sogleich der Polfläche zu, dass es ihr möglichst nahe kommt.

Dieses verschiedene Verhalten der magnetischen Körper beruht nur auf der ungleichen Vertheilung der magnetischen Masse in ihnen. Bei den zuerst genannten Körpern, z. B. bei schwach magnetischem Messingdrath, liegen die einzelnen magnetischen Theilchen so weit von einander entfernt, dass sie nach ihrer Magnetisirung durch den Magnet nicht noch gegenseitig richtend auf einander einwirken, so dass die Anziehungswirkung der Polflächen auf jedes derselben unabhängig von den anderen einwirkt. Bei den zweiten Körpern, wie Eisen, wird aber, sobald das eine Ende der Polfläche sich nähert und die daselbst befindlichen Moleküle stärker magnetisch werden, sogleich eine magnetisirende Rückwirkung auf die folgenden Theilchen ausgeübt, der Körper erhält in der

---

1) Seebeck, Pogg. Ann. Bd. X, S. 203. 1828.* — 2) Becquerel, Ann. de Chim. et Phys. T. XXXVI, p. 337. 1827;* Pogg. Ann Bd. XII, S. 622.*

Richtung seiner Längenausdehnung eine magnetische Axe, deren eines der Polfläche zugekehrtes Ende eine ihr ungleichnamige, deren anderes von derselben entfernteres Ende eine gleichnamige Polarität mit ihr erhält. Das erstere Ende wird sich daher möglichst der Polfläche nähern. — Bilden wir den länglichen Körper so, dass in der auf seiner Axe verticalen Richtung leichter die magnetischen Theilchen gegenseitig aufeinander richtend einwirken können, als in der Richtung der Axe selbst, so stellt es sich, wie die erstgenannten schwach magnetischen Körper, parallel der Polfläche. Einen solchen Körper würde z. B. eine Glasröhre darstellen, in welcher kreisrunde, verzinnte Eisenbleche oder noch besser abwechselnd Eisenbleche und Papierscheiben [1]) aufeinander geschichtet sind.

Dieses verschiedene Verhalten der paramagnetischen Körper hat in früheren Zeiten Veranlassung gegeben, dieselben in zwei Klassen zu theilen, in die gewöhnlichen stark magnetischen Körper, wie Eisen u. s. f., und die transversal magnetischen Körper, wie Eisenoxyd, eisenhaltige Metalle u. s. f.

Es ist indess, wie wir gesehen, der Grund dieses verschiedenen Verhaltens ein rein secundärer; die aus demselben entspringenden Fehlerquellen lassen sich bei Anwendung abgerundeter oder zugespitzter Anker leicht vermeiden.

Die überwiegende Anziehung der magnetischen und Abstossung der diamagnetischen Körper von den stärker magnetisirten Punkten der Polflächen eines Magnetes kann zu einigen anderen Erscheinungen Veranlassung geben. 432

Hängt man z. B. über der Mitte der runden, horizontal gestellten Polfläche eines Magnetpoles eine kleine Wismuthkugel auf, so bleibt sie in Ruhe. Hängt man sie näher an dem Rande über der Polfläche auf, so wird sie nach der Mitte hin bewegt, da dort der Magnetismus der Polfläche weniger stark ist. Führt man sie aber über den Rand der Polfläche hinaus, so wird sie nach aussen hin abgestossen. Eine Eisen- oder Nickelkugel, eine Kugel von Eisenvitriol u. s. f. verhält sich gerade umgekehrt. Sie sucht sich stets den stärker magnetischen Rändern der Polfläche zu nähern [2]).

Entsprechend entfernt sich Wismuthpulver, welches man auf einen die Polfläche eines Magnetpoles bedeckenden Papierbogen streut, von den Rändern derselben, während Eisenfeile sich zu ihnen hinbegeben [3]).

Hängt man ferner gerade über dem Rande der Polfläche an einem Coconfaden ein Wismuthstäbchen auf, so stellt es sich radial zu derselben, ein mit Eisenoxyd gefülltes Glasröhrchen, ein eisenhaltiger Zinnstab u. s. f. dagegen tangential [4]).

---

[1]) Seebeck, l. c. — [2]) Faraday, Exp. Res. Ser. XX, §. 2298 u. flgde.* — [3]) Faraday, ibid. §. 2304* — [4]) Vgl. Oersted, Pogg. Ann. Bd. LXXV, S. 445. 1848.*

433 Es hat keine Schwierigkeit, durch Aufhängung zwischen den vorn abgerundeten, einander gegenüberstehenden Flächen der Halbanker eines starken Magnetes im Allgemeinen das magnetische Verhalten der verschiedenartigsten Körper zu bestimmen. Die festen Körper wendet man dabei am besten in Form von kleinen Stäbchen an. Die pulverförmigen Körper schliesst man in kleine Glasröhren ein. Doch muss man darauf Rücksicht nehmen, dass auch die Glasröhren vom Magnete bewegt und zwar wegen eines Eisengehaltes meist von demselben angezogen werden.

Die Flüssigkeiten werden ebenso wie die Pulver in Glasröhren eingeschlossen und so zwischen den Polen des Magnetes aufgehängt. Man kann auch, um den Diamagnetismus der Flüssigkeiten zu untersuchen, auf die Polflächen des Magnetes parallelepipedische Halbanker, auf diese ein Glimmerblatt legen und die Flüssigkeit zwischen den gegenüberstehenden Rändern der Pole hinaufgiessen [1]). Ist die Flüssigkeit magnetisch, so begiebt sie sich zu den Polen hin, und ihr Niveau sinkt in der Mitte zwischen denselben. Ist dieselbe diamagnetisch, so erhebt sie sich zu einem nach der äquatorialen Richtung gestreckten und nach den Polen abfallenden Sattel (Fig. 209 und 210). Wendet man statt des Glimmerblattes ein flaches Uhrglas an, welches man zwischen die Magnetpole setzt, so ändert die Flüssigkeit unter dem Einfluss des Magnetismus ihre kreisförmige Oberfläche in eine elliptische um, in der die grösste Axe bei den magnetischen Flüssigkeiten axial, bei den diamagnetischen äquatorial gerichtet ist.

Fig. 209.



Fig. 210.



Man kann auch nach Quet [2]) eine kleine Menge der Flüssigkeit in ein dünnes Glasrohr einsaugen, und nun dasselbe horizontal in äquatorialer Lage zwischen die Magnetpole bringen, so dass das Ende der Flüssigkeitssäule gerade in die axiale Linie fällt. Jenachdem die Flüssigkeit magnetisch oder diamagnetisch ist, bewegt sich die Flüssigkeitssäule bei Erregung des Magnetes zwischen die Pole hinein oder entfernt sich von ihnen. Legt man bei diamagnetischen Flüssigkeiten die Röhre in axialer Richtung über die Polflächen, so weicht die Flüssigkeitssäule bis jenseits derselben nach aussen.

434 Vermittelst der einen oder der anderen Methode erweisen sich als magnetisch in absteigender Linie [3]):

---

1) Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXIII, S. 568. 1848.* — 2) Quet, Compt. Rend. T. XXXVIII, p. 562. 1854.* — 3) S. namentlich Faraday, Exp. Res. Ser. XX u. flgde.

Eisen	Chrom	Palladium
Nickel	Cer	Platin
Cobalt	Titan	Osminm
Mangan		

ferner Silicium (stark), Beryllium (schwach), ebenso Alnminium, Kalium, Natrinm (letztere nach Lamy[1]) ans einer starken alkoholischen Lauge darch die Elektrolyse erhalten. Faraday hielt sie für diamagnetisch).

In aufsteigender Linie diamagnetisch sind dagegen:

Wolfram	Arsen	Blei	Zink
Iridium	Gold	Quecksilber	Antimon
Rhodium	Kupfer	Cadmium	Wismuth
Uran	Silber	Zinn	

Sehr stark diamagnetisch ist auch Tellur, ebenso auch Schwefel und Selen. Schwach diamagnetisch sind Niobium, Tantal[2]). Das käufliche Kapfer ist stets durch einen geringen Gehalt an Eisen magnetisch.

Die Oxyde nnd Salze von Eisen, mit Ausnahme des diamagnetischen gelben Blutlaugensalzes, sind magnetisch, ebenso die Oxyde und Salze von Nickel, Cobalt, Mangan, Cerium, Chrom, Titan[3]), sowie deren wässerige Lösungen bei nicht zu grossen Verdünnungen. Die chromsauren Salze dagegen sind diamagnetisch. Löst man daher zweifach chromsaures Kali in schwefelsäurehaltigem Wasser und setzt Alkohol hinzu, so ist die Lösung diamagnetisch. Erhitzt man sie aber bis zur Reduction der Chromsäure za Chromoxyd, so wird sie magnetisch[4]).

Die Oxyde und Salze von Platin, Palladium, Rhodium, Aluminium, Blei, Knpfer, Silber, Antimon, sowie die Salze der übrigen diamagnetischen Metalle sind alle diamagnetisch, mit Ausnahme von Kupferoxyd, Silbersnperoxyd nnd Antimonsäure[5]). In den Salzen des Platins z. B. verdeckt also der mit dem Platin verbundene Körper die magnetischen Eigenschaften des ersteren, da der durch Erhitzen des diamagnetischen Ammoniumplatinchlorids erhaltene Platinschwamm magnetisch ist. Wasser, Eis[6]), Alkohol, Aether, Schwefelsäure, Salpetersäure, Borsäure u. s. f., geschmolzenes Wachs, Lösungen von alkalischen und Erdsalzen, anch eisenfreies Flintglas, Holz, Fleisch, Banmblätter sind diamagnetisch. Gewöhnliches Glas ist meist eisenhaltig und dadnrch magnetisch. Blnt und Milch zeigen auf einem Glimmerblatt eine Abstossung der ganzen Masse und ausserdem noch eine besondere Bewegung der in ihnen schwimmenden Blnt- und Fettkügelchen an den Polen, die durch das Mikroskop beobachtet werdeu kann[7]). Vertheilt man in Olivenöl[8]) eine

---

1) Lamy, Ann de Chim. et Phys. T. LI, p. 305. 1857.* — 2) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. LXXIII, S. 619. 1848.* — 3) Auch Wollaston, Phil. Trans. 1828. p. 400,* fand Titansäure magnetisch, schrieb dies aber auf einen Gehalt an Eisen. — 4) Faraday, Exp. Res. Ser. XXI, §. 2876.* — 5) Matteucci, Cours d'induction, Paris 1854, p. 254.* — 6) Brnnner, Pogg. Ann. Bd. LXXIX, S. 173. 1850.* — 7) Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXIII, S. 575. 1848.* — 8) Matteucci, Compt. rend. T. XXXVI, p. 917. 1853.*

alkoholische Lösung von Eisenchlorür von gleicher Dichtigkeit in Tropfen und setzt sie zwischen die Magnetpole, so sammelt sich die magnetische Eisenchlorürlösung an den Polen und das diamagnetische Olivenöl flieht von denselben. Dagegen lässt sich auf keine Art nachweisen, dass eine zwischen die Magnetpole gebrachte Eisenchlorürlösung sich in der Nähe derselben concentrirt und so das Salz für sich zu den Polen hingezogen wird. Lösung von gelbem Blutlaugensalz ist stärker diamagnetisch als Wasser, während Lösung von Cyankalium einen nur wenig von dem des Wassers verschiedenen Diamagnetismus besitzt. Indess ist das gepulverte gelbe Blutlaugensalz entschieden nicht magnetisch. Die Masse des rothen Blutlaugensalzes ist dagegen entschieden magnetisch [1]). — Man muss bei der Untersuchung dieses, so wie anderer krystallisirter Salze stets dieselben in Pulverform anwenden, da ganze Krystalle sich leicht durch ihre eigenthümliche Structur anders einstellten, als es das Verhalten ihrer Masse für sich erwarten lässt [2]).

435 Der **Magnetismus der Gase** ist schwierig zu untersuchen, da die festen Hüllen, in welche man sie einschliesst, gewöhnlich eine so starke Einwirkung durch den Magnet erleiden, dass die Einwirkung auf die Gase selbst völlig verschwindet. Eigentlich müsste man den Magnetismus der Gase im luftleeren Raume bestimmen. In der Luft selbst oder in anderen Gasen ergiebt sich nur, ob ein Gas magnetischer oder weniger magnetisch als dieselben ist. Dies letztere Verhalten hat Faraday [3]) in folgender sinnreicher Weise dargelegt. Die Gase strömten durch ein ⌐förmiges Rohr mit senkrechter Oeffnung in einem senkrechten Strom zwischen die Pole des Magnetes. Das Rohr hatte seine Oeffnung oberhalb und war unter den Magnetpolen aufgestellt, wenn das Gas leichter als die umgebende Luft war; im entgegengesetzten Falle war es über den Magnetpolen mit seiner Oeffnung nach unten aufgestellt. In das Ausströmungsrohr wurde ein kleines mit Chlorwasserstoffsäure befeuchtetes Löschpapier gelegt. Der Oeffnung des Rohres gegenüber waren auf einem Gestell drei kleine, parallele, fingerdicke Glasröhrchen aufgestellt, so dass das eine Röhrchen in der axialen Linie, die beiden anderen an jeder Seite derselben standen. In diese Röhrchen waren Streifen von Fliesspapier eingelegt, welche mit Ammoniakflüssigkeit getränkt waren. Der ganze Apparat war zur Vermeidung der Luftströmungen mit einem aus Wachspapier und Glimmerplatten zusammengesetzten Kästchen von 6″ Länge, 4″ Breite und Höhe bedeckt.

Strömen die Gase ohne Einwirkung des Magnetes aus, so gelangen sie in die mittlere Röhre. Wirkt aber der Magnet, so wird der Gasstrom

---

1) Arndtsen, Pogg. Ann. Bd. LIV, S. 605. 1858;* Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXIII, S. 576. 1848.* — 2) Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXIV, S. 359. 1849;* Tyndall, Phil. Trans. 1856, Vol. I, p. 254;* Arndtsen l. c. — 3) Faraday, Exp. Res. Ser. XXI, §. 2400 u. flgde.; Phil. Mag. [3.] Vol. XXXI, p. 401. 1847;* Exp. Res. Vol. III, p. 467.*

aus seiner Richtung abgelenkt und gelangt in eine andere Röhre, jenachdem er vom Magnet angezogen oder abgestossen wird. Lässt man z. B. Wasserstoff gerade in der Mitte unter den Magnetpolen austreten, so theilt sich der Strom in zwei Theile, die wie die Zinken einer Stimmgabel sich zu beiden Seiten der Magnetpole in der Aequatorialebene erheben.

Bei den gefärbten Gasen, Jod und Bromdampf, salpetrichter Säure, verdichtetem Wasserdampf, sieht man schon an der Richtung des Gasstromes ohne Weiteres, ob die Gase magnetischer oder diamagnetischer sind, als das umgebende Medium.

Man kann das magnetische Verhalten der Gase auch sehr gut zeigen, wenn man sie in eine Blase füllt, welche vorn ein, durch einen Hahn verschlossenes, dünnes Ausströmungsrohr trägt. Taucht man die Spitze des Rohres in Seifenwasser, so kann man durch Oeffnen des Hahnes Seifenblasen bilden, welche an dem Rohre hängen bleiben [1]). Bringt man eine solche mit gewöhnlicher Luft gefüllte Seifenblase in den Winkel zwischen den, in geneigter Stellung gegeneinander geschobenen Halbankern eines Elektromagnetes, so weicht sie wegen der Abstossung des Seifenwassers sehr schwach in äquatorialer Richtung aus. Wird die Blase mit ölbildendem Gase gefüllt, so flieht sie sehr viel stärker von den Polen. Das ölbildende Gas ist also stärker diamagnetisch oder weniger magnetisch als die umgebende Luft. Füllt man die Seifenblase mit Sauerstoffgas, so wird sie schnell zu den Magnetpolen hingezogen; das Sauerstoffgas ist also magnetischer oder weniger diamagnetisch als die Luft.

Mittelst der zuerst angegebenen Methode fand sich in der Luft magnetisch: Sauerstoffgas. Dieses magnetische Verhalten des Sauerstoffgases kann man auch nachweisen, indem man eine wohlausgeglühte Kohle, welche sich zwischen den Magnetpolen in äquatorialer Lage einstellt, in Sauerstoffgas eintaucht. Der absorbirte Sauerstoff bewirkt dann, dass die Kohle jetzt sich axial stellt.

Weniger magnetisch als die Luft, oder diamagnetisch verhalten sich in derselben

Stickstoff (schwach)	Wasserstoff (stark)
Kohlensäure	Oelbildendes Gas
Kohlenoxyd	Steinkohlengas
Stickoxydul	Schweflichte Säure
Stickoxyd (sehr schwach) [2])	Chlor- und Jodwasserstoff
Chlor	Fluorkieselgas
Brom- und Joddampf	Ammoniakgas
Cyan	

nach Plücker auch Quecksilberdampf, der mit condensirtem Quecksilber, und Wasserdampf, der mit condensirten Wassertröpfchen gemengt ist.

---

[1]) Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXIII, S. 551. 1848;* Faraday, Exp. Res. Ser. XXV, S. 2758—69.* — [2]) Vgl. dagegen §. 471 u. 473.

Wurde der die Magnetpole einschliessende Kasten, statt mit Luft, mit Kohlensäure gefüllt, so war in ihr

magnetisch: Sauerstoff, Stickoxyd, Luft;

diamagnetisch: die übrigen Gase, auch Kohlenoxyd, welches in einem gleichen Volum die gleiche Menge Kohlenstoff, aber nur die Hälfte des magnetischen Sauerstoffes wie die Kohlensäure enthält.

In Steinkohlengas war

magnetisch: Sauerstoff, Luft (schwach);

diamagnetisch: die anderen Gase;

In Wasserstoff

magnetisch: Luft, Sauerstoff, Stickoxyd;

diamagnetisch: die anderen Gase, namentlich Stickstoff, Stickoxydul, ölbildendes Gas.

436 Auch hat Faraday [1]) an dem Ende des horizontalen Hebels einer Drehwage ein horizontales Querstück befestigt, und an dessen beiden Enden zwei möglichst gleiche, an beiden Seiten zu Spitzen ausgezogene und mit verschiedenen Gasen gefüllte Glasröhren gehängt. Der Apparat wurde so aufgestellt, dass die beiden Glasröhren in der Aequatorialebene zu beiden Seiten der Pole eines starken Magnetes hingen. Bei der Erregung des letzteren wurde stets die mit dem stärker magnetischen Gase gefüllte Röhre zwischen die Magnetpole hineingezogen, die mit dem weniger magnetischen oder diamagnetischen Gase gefüllte entfernte sich im Gegentheil von ihnen. Auf diese Weise liess sich auch nachweisen, dass mit der Verdünnung des Gases, z. B. des Sauerstoffes, die Wirkung des Magnetes auf dasselbe abnimmt. (Vgl. auch den folgenden Abschnitt.)

In einer anderen Weise hat Plücker [2]) den Diamagnetismus der Luft nachzuweisen versucht, indem er zwischen die auf die Pole des Magnetes gesetzten Halbanker ein Kästchen von dünnem Messingblech stellte, in dessen eine Seitenfläche eine Glasröhre von 1 Millimeter Durchmesser eingekittet war. In die Glasröhre wurde ein Alkoholtropfen als Index gebracht. Wurde nun der Magnet erregt, so ging der Alkoholtropfen im Glasrohr nach aussen, so dass die Luft im Messingkasten von den Magnetpolen abgestossen und daselbst ausgedehnt zu werden schien. Indess wäre es dennoch möglich, dass diese Wirkung durch die Abstossung der Wände des Blechkastens bedingt war, wodurch der innere Raum desselben verkleinert wurde. Faraday hat bei ähnlichen Versuchen wenigstens keine bestimmten Resultate erhalten [3]).

437 Bei den bisher beschriebenen Versuchen über das magnetische Verhalten der festen und flüssigen Körper haben wir angenommen, dass das Medium, in dem sie sich zwischen den Magnetpolen befinden, keinen Ein-

---

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. XXV, §. 2770 u. flgde.* — [2]) Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXIII, S. 580. 1848.* — [3]) Faraday, Exp. Res. Ser. XXV, §. 2730.*

fluss ausüht. In der That können wir den Einfluss der Luft wegen ihrer geringen Masse in den meisten Fällen vernachlässigen. Dem ist jedoch nicht so, wenn das die Körper umgebende Medium eine grössere Dichtigkeit besitzt [1]).

Hängt man z. B. eine mit verdünnter Lösung von schwefelsaurem Eisenoxydul gefüllte Glasröhre zwischen die Magnetpole, so stellt sie sich axial. Setzt man aber zwischen die Pole ein mit einer concentrirteren Lösnng desselben Salzes gefülltes Glas, nnd hängt in dieses die gefüllte Glasröhre hinein, so stellt sie sich äquatorial [2]). Hängt man ebenso vor dem einen Magnetpol an einem Coconfaden eine mit verdünnter Eisenvitriollösnng gefüllte Röhre senkrecht auf, so wird sie angezogen. Sowie sie aher in der concentrirteren Lösung schwebt, so wird sie ahgestossen.

In gleicher Weise stellt sich eine mit Aetherdampf gefüllte Glasröhre in der Luft äquatorial, in flüssigem Aether axial ein.

Setzt man ferner auf die eine horizontale Polfläche eines starken Elektromagnetes ein mit Eisenvitriol gefülltes Glas, und lässt in diesem ein mit einer Glaskugel versehenes und mit Quecksilber gefülltes Thermometerrohr schwimmen, welches an sich vom Magnete wenig afficirt wird, so steigt es bei Einsetzen des magnetisirenden Stromes in die Höhe. Vertauscht man dagegen die Lösung mit Schwefelkohlenstoff oder Wasser, so sinkt heim Magnetisiren das Rohr tiefer in die Flüssigkeit ein.

Um in Bezug hierauf Bestimmungen zu erhalten, setzt Plücker [3]) auf 438
den einen Pol eines Magnetes ein unten mit einem dünnen Glimmerblättchen verschlossenes Lampenglas. Er senkt in dieses Glas eine Kngel von Wismnth von 10 his 12^{mm} Durchmesser, welche an einem Coconfaden an der einen Schale einer Wage hängt, so weit ein, dass sie gerade das Glimmerhlatt berührt, und bestimmt die Gewichte, welche erforderlich sind, nm beim Magnetisiren des Magnetes die vom Magnetpol abgestossene Wismuthkngel stets wieder mit dem Glimmerblatt in Berührung zu bringen. Wird nun das Glas mit verschiedenen Flüssigkeiten gefüllt, so sind die hierzn nöthigen Gewichte verschieden. Sie betrugen z. B. hei der

Wismuthkugel in	Luft	785 Millgr.
„ „	Wasser	745 „
„ „	Eisenchlorid	885 „

Im Eisenchlorid war also die Abstossung des Wismuths viel bedeutender als in der Lnft, im Wasser aber kleiner.

Genaue qnantitative Versnche hat hierüber E. Becquerel [4]) angestellt. Derselhe hat auf die Pole P eines sebr starkeu Elektromagnetes

---

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. XXI, §. 2401.* — [2]) Faraday, Exp. Res. Ser. XXI, §. 2362 u. flgde.* — [3]) Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXVII, S. 578. 1849.* — [4]) E. Becquerel, Ann. de Chim. et Phys. T. XXVIII, p. 283. 1850.*

(Fig. 211) viereckige Eisenmassen *a* gelegt, welche gerade mit der unteren Fläche des Kastens *k* einer auf dieselben gestellten Drehwage in einer Horizontalebene sich befanden. Auf diese Eisenmassen wurden in axialer Richtung einander parallel, indess nicht ganz in einer geraden Linie, parallelepipedische Eisenstäbe *b* gelegt, welche bis an den Kasten der Drehwage heranreichten. In diesem selbst lagen zwei andere kleine Eisenstäbe *c* von demselben Querschnitt, welche durch die Wände des Kastens hindurchgingen und sich an jene Stäbe *b* anlegten. Sie waren auf dem Boden der Drehwage befestigt. Diese Eisenstäbe, deren Endflächen im Inneren der Drehwage 3 Centimeter von einander abstanden, waren ein wenig seitlich gegen einander verschoben, so dass die gegenüberstehenden Seitenflächen etwa 3 Millimeter von einander entfernt waren. Es wurden nun an einer Schleife an dem Faden der Drehwage die zu untersuchenden Körper *d* in Form von Stäbchen in horizontaler Lage zwischen die Eisenstäbe *c* gehängt. Unten war an denselben vermittelst eines dünnen Coconfadens eine Bleikugel befestigt, welche in Wasser oder Chlorcalciumlösung tauchte, um die Schwankungen der Stäbchen zu verhindern. Der Kopf der Drehwage wurde so gedreht, dsss dieselben in einer bestimmten Lage sich befanden, welche durch ein seitliches Mikroskop genauer fixirt werden konnte. Beim Schliessen des den Magnet erregenden Stromes wurden die Stäbchen von den Magnetpolen zurückgestossen. Vermittelst der Drehung des dieselben tragenden Fadens konnte man sie in ihre frühere Gleichgewichtslage zurückführen. Der hierzu erforderliche Drehungswinkel ist der auf die Stäbe wirkenden abstossenden Kraft proportional.

Fig. 211.

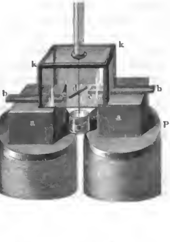


Fig. 212.



Nach der Bestimmung dieser Kraft in der Luft wurde das an den Körpern unterhalb angebrachte kleine Bleigewicht entfernt, sodann zwischen die Magnetpole ein kleines, mit verschiedenen Flüssigkeiten gefülltes Glaskästchen (Fig. 212) geschoben, in dieses das Stäbchen hineingehängt, und wieder die Abstossung bestimmt.

Auf diese Weise ergab sich z. B. die Wirkung des Magnetes auf eine Schwefelstange nnd einen Wachsstab wie folgt:

	Schwefelstange	Wachsstab
In Luft	— 0,9038	— 0,3485
„ Wasser	— 0,1004	+ 0,2647
„ conc. Lösung von Chlormagnesium	+ 0,0649	+ 0,3816
„ „ schwefelsaurem Nickeloxyd . .	— 2,6060	— 1,6733

Das Zeichen — bezeichnet die Abstossung, das Zeichen + die Anziehung der Körper durch die Magnetpole. — Es verwandelt sich also die Abstossung, welche beide Stäbe in der Luft erleiden, in der Lösung von Chlormagnesium in eine Anziehung. — Nehmen wir an, dass die Wirkung des Magnetes auf die in verschiedenen Medien befindlichen Körper stets der Differenz der Wirkungen des Magnetes auf dieselben nnd die von ihnen verdrängten Flüssigkeitsvolumina entspricht, und hezeichnen wir die Abstossungen der Reihe nach mit R_l, R_w, R_m, R_n, so müssen die Differenzen $R_w - R_l$, $R_m - R_l$, $R_n - R_l$ für den Schwefel- nnd Wachsstab einander proportional sein, indem sie die Differenz der magnetischen Einwirkung auf die gleichen von den Körpern verdrängten Volnmina Wasser und Luft, Chlormagnesium- oder Nickellösung und Luft angehen. Setzt man, um die Werthe vergleichen zu können, für heide Stähe die Differenz $R_w - R_l = 10$, so erhält man:

	beim Schwefel	beim Wachs
$R_w - R_l$	— 10	— 10
$R_m - R_l$	— 12,06	— 11,91
$R_n - R_l$	+ 21,19	+ 21,60

Aus diesen Versuchen folgt, dass die Anziehung oder Ahstossung eines magnetischen oder diamagnetischen Körpers durch den Magnet heim Eintanchen in eine Flüssigkeit gerade um soviel sich ändert, als die diamagnetische Abstossnng oder magnetische Anziehung des verdrängten Theiles der Flüssigkeit beträgt. Es entspricht dieses Gesetz dem Archimedischen Prinzip, nach welchem ein nnr dem Einfluss der Schwere unterworfener Körper in einer Flüssigkeit soviel an seinem Gewichte verliert, als das Gewicht der verdrängten Flüssigkeit heträgt.

Hat man daher einmal die diamagnetische Abstossung oder magnetische Anziehung eines Körpers im luftleeren Raum R_v und in anderen Medien, z. B. Luft, R_x hestimmt und misst nnn den Diamagnetismus verschiedener anderer, gleichgestalteter Körper in den letzteren Medien, so braucht man zu den erhaltenen Werthen nur den Werth $R_x - R_v$ zu addiren, nm ihre diamagnetische Abstossung in dem luftleeren Raum zu

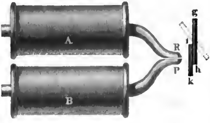
wissen. — Umgekehrt giebt der Werth $R_x - R_v$ unmittelbar den Werth der diamagnetischen Abstossung oder Anziehung auf das vom Körper verdrängte Volum des ihn umgebenden Mediums. Man kann auf diese Weise, ganz nach Art der Bestimmung des specifischen Gewichtes, das diamagnetische Verhalten verschiedener Flüssigkeiten bestimmen, indem man das magnetische Verhalten desselben festen Körpers, z. B. eines Wismuthstabes, in ihnen vergleicht.

439 Die Einstellung diamagnetischer Körper durch den Magnet ist auf verschiedene Weise erklärt worden.

Die einfachste Annahme wäre die, dass die Materie derselben direct von den Magnetpolen abgestossen würde. — Gegen diese Annahme spricht ein von Reich [1]) angestellter Versuch: Näherte er gleichzeitig zwei Magnetstäbe, den einen mit seinem Nordpol, den anderen mit seinem Südpol von derselben Seite her einer an dem Arm einer Drehwage anfgehängten Wismuthkugel, so wurde sie mit einer Kraft abgestossen, welche nicht der Summe, sondern der Differenz der Wirkungen der Pole entsprach.

Denselben Versuch hat Tyndall [2]) mittelst zweier Elektromagnete A und B (Fig. 213) angestellt, deren eine Enden R und P halbcylindrisch abgefeilt und gegeneinander gebogen waren, so dass sie zusammen eine cylindrische, am äussersten Ende abgerundete Fläche bildeten. Vor den beiden verticalen Polen war ein Wismuthstäbchen gh an einem Coconfaden aufgehängt und durch die Torsion des dasselbe tragenden Fadens mit seinem einen Ende gegen eine vor den Polen aufgestellte Glasplatte ik gegengedrückt. Waren die beiden einander berührenden Polenden beider Magnete gleichnamig, so wurde das Wismuthstäbchen zurückgestossen, waren sie ungleichnamig, so blieb es völlig unbeweglich an der Glasplatte.

Fig. 213.



Eine zweite Annahme wäre die, dass in den diamagnetischen Körpern, ganz ebenso wie in den magnetischen, durch einen benachbarten Magnetpol eine temporäre magnetische Polarität hervorgerufen würde, welche indess in den diamagnetischen Körpern gerade entgegengesetzt wäre der Polarität der magnetischen Körper [3]). Ein Nordpol würde daher in den ihm benachbarten Theilen des diamagnetischen Stoffes einen Nordpol, ein Südpol einen Südpol erzeugen, und auf diese Weise die Einwirkung der gleichnamigen Pole auf einander eine Abstossung des dia-

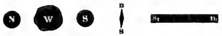
[1]) Reich, Pogg. Ann. LXXIII, S. 60. 1848.* — [2]) Tyndall, Phil. Trans. 1855, p. 23.* — [3]) Faraday, Exp. Res. Ser. XXI, §. 2429.*

magnetischen Stoffes bedingen. Diese Annahme würde den Versuch von Reich völlig erklären.

Diese entgegengesetzte Polarität in den diamagnetischen Körpern hat man durch mehrfache Versuche nachgewiesen.

So hat W. Weber [1]) vor den Polen *N* und *S* (Fig. 214) eines starken Magnetes eine kleine Magnetnadel *ns* aufgehängt, deren Nord- und Südpol durch *n* und *s* bezeichnet werden. Durcb Annäbern eines Magnetes $s_1 n_1$ an die Nadel bewirkt man, dass dieselbe ihre Lage senkrecht gegen die Verbindungslinie der Magnetpole bewahrt. Legt man jetzt zwischen die Pole des ersten Magnetes *NS* ein Stück Wismnth *W*, so weicbt die Nadel so aus, als wenn der Pol *S* stärker geworden wäre. — Legt man zwischen die Pole ein Stück Eisen, so weicht die Nadel nach der entgegengesetzten Seite aus.

Fig. 214.



Oder man hängt nach Poggendorff [2]) vor dem einen (Nord-) Pol eines starken Elektromagnetes ein Wismuthstäbchen auf, welches die äquatoriale Lage annimmt. Nähert man dann dem Stäbchen von der Seite des Nordpoles des Elektromagnetes einen kleinen Stahlmagnet mit seinem Südpol, so wird das Stäbchen angezogen. — Ein vor dem Nordpol aufgehängtes Eisenstäbchen stellt sich dagegen axial und wird von dem genäherten Südpol des Stahlmagnetes abgestossen.

Der kleine Stahlmagnet ist zu schwach, um die durch den starken Elektromagnet im Wismuth- nnd Eisenstab erzeugte Polarität aufznheben. Er kann nur auf die durch den Elektromagnet magnetisirten Körper seine Anziehungs- nnd Abstossungswirkung äussern.

Anch kann man nach Poggendorff ein Wismnthstäbchen innerhalb 440
einer Dratbspirale, deren Windungen das in der äquatorialen Lage schwebende Stäbchen rechtwinklig umgeben, zwischen den Polen des Elektromagnetes aufhängen. Jedesmal wenn man durch die Spirale einen im Verhältniss zu der Kraft des Elektromagnetes nicht zu scbwachen Strom leitet, wird das Wismuthstäbchen so abgelenkt, als wenn die Seiten des Wismuthstabes mit den ihnen zugekehrten Polen des Elektromagnetes gleicbe Polarität haben.

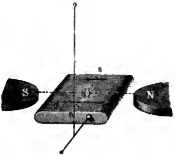
Man muss bei diesen Versuchen indess besonders vorsichtig sein, indem eine Reihe von Resultaten durch secundäre Einflüsse bedingt sein kann. Dies zeigen z. B. einige Versuche von Tyndall [3]). Derselbe

[1]) W. Weber, Pogg. Ann. Bd. LXXIII, S. 241. 1848.* — [2]) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. LXXIII, S. 475. 1848.* — [3]) Tyndall, Phil. Mag. [4.] Vol. II, p. 333; Pogg. Ann. Bd. LXXXVII, S. 189. 1852;* auch Phil. Trans. 1855, p. 24.* Phil. Mag. [4.] T. X, p. 257.*

hängte zwischen den Polen eines Elektromagnetes ein Wismuthstäbchen auf, welches in der Art aus einer Wismuthplatte geschnitten war, dass die Spaltungsrichtung senkrecht gegen die Axe des Stäbchens stand. Dasselbe stellte sich entgegen dem gewöhnlichen Verhalten nach den später anzuführenden Versuchen mit seiner Längsaxe axial (s. Einfluss der Krystallform). Die diamagnetische Polarisirung seiner Enden muss hier sehr stark hervortreten, da dieselben den Magnetpolen sehr nahe sind.

Es wurde nun zwischen die Pole *NS* des Magnetes ein Drathgewinde gebracht, dessen Windungsebene perpendiculär stand und mit der axialen Richtung zusammenfiel. So wie der Strom durch das Drathgewinde geleitet wurde, wich das Stäbchen aus der axialen Lage in der Richtung ab, als wenn neben dem Südpol des Magnetes ein Nordpol im Stäbchen erzeugt worden wäre, genau in derselben Weise wie ein magnetisches Stäbchen, z. B. von magnetischem Schiefer, sich verhält. — Ganz ebenso verhielt sich ein gewöhnliches Wismuthstäbchen, bei welchem nur die kürzere Dimension sich zuerst axial stellte. — Der Grund dieser Erscheinungen ist indess nur der, dass das Drathgewinde *O* (Fig. 215) als ein Magnet zu betrachten ist, dessen Pole *n* und *s* in der äquatorialen Linie liegen. Auf diese Weise wird das Maximum der magnetischen Wirkung nicht mehr in der axialen Linie *NS*, sondern auf einer zwischen *NOS* und *nOs* liegenden Linie statthaben. Von dieser strebt sich die Masse der diamagnetischen Körper möglichst zu entfernen, um zu den in den Quadranten *NOs* und *nOS* liegenden Punkten der schwächsten magnetischen Wirkung überzugehen. — Diese Veränderung der Vertheilung der magnetischen Wirkung in dem zwischen den Magnetpolen liegenden Felde hat Tyndall auch nachgewiesen, indem er an einem horizontal aufgehängten Hebel ein Kügelchen von Spatheisenstein befestigte, und dasselbe in das Innere des zwischen die Magnetpole gestellten Drathgewindes brachte. Wurde der Magnet für sich erregt, so stellte sich z. B. das Kügelchen im Punkt α ein. So wie aber der Strom durch das Drathgewinde geleitet wurde, ging dasselbe zu dem Punkt β der stärkeren magnetischen Wirkung über. Bei Umkehrung des Stromes im Drathgewinde oder in den, den Magnet umgehenden Spiralen begab sich die Kugel wieder zum Punkt α, wo jetzt die stärkere magnetische Wirkung stattfand.

Fig. 215.



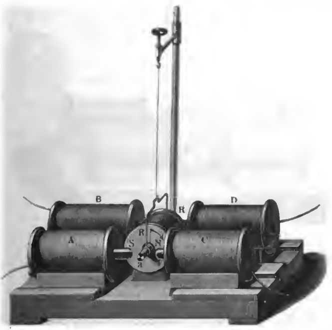
Wurde das Drathgewinde so zwischen die Magnetpole gebracht, dass seine Windungen in äquatorialen Ebenen sich befanden, so bewahrte das in dieselbe gehängte Wismuthstäbchen seine Lage, als die Ströme durch

das Gewinde in derselben Richtung wie um die Pole des Elektromagnetes geleitet wurden. — Bei entgegengesetzter Stromesrichtung wich das Stäbchen aus seiner Lage, indem wiederum im ersten Fall die Wirkung des Stromes im Drathgewinde sich zu der des Magnetes addirte, im zweiten von derselben subtrahirte und die magnetische Intensität in der Nähe der Pole schwächte.

Sehr sicher und direct lässt sich die diamagnetische Polarität durch folgenden Versuch von Tyndall nachweisen[1]). 441

Zwischen vier geradlinige Elektromagnete $ABCD$ (Fig. 216) wird eine Drathspirale R (5,7 Zoll lang, 1,8 Zoll innerer, 4 Zoll äusserer Durchmesser, Kupferdrath 0,1 Zoll dick) gelegt und vermittelst eines Bügels von feinem Silberdrath, der an einem oder mehreren Coconfäden befestigt ist, ein Wismuthstab a (14 Zoll laug, 1 Zoll dick) eingehängt. Die Elektromagnete werden so durch herumgeleitete Ströme erregt, dass z. B. die beiden gegen den Wismuthstab a gekehrten Pole S von A und B gleich-

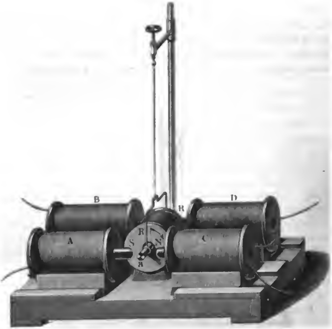
Fig. 216.



[1]) Tyndall, Phil. Trans. 1855, p. 24 u. flgde.* Phil. Mag. [4.] Vol. X. p. 268 u. flgde.* Ein ähnlicher Apparat auch Phil. Mag. [4.] Vol. IX. p. 425. 1855.*

namig, z. B. südpolar, die entsprechenden Pole von C und D beide nordpolar sind. Man leitet nun durch die Spirale R einen Strom in der Richtung des Pfeiles, dessen Intensität gegen die Intensität der die Elektro-

Fig. 217.



magnete erregenden Ströme so bedeutend ist, dass die diamagnetische Polarisation des Wismuthstabes durch erstere die Polarisation desselben durch die Elektromagnete überwiegt. Es entsteht dann an dem vorderen Ende des Wismuthstabes ein Nordpol, derselbe bewegt sich gegen den Elektromagnet A hin. Ein Eisenstäbchen oder ein Stäbchen von magnetischem Stoff zeigt das entgegengesetzte Verhalten. Durch Umkehrung der Stromesrichtung in der Spirale R und in den die Magnete umgebenden Spiralen kann man die Ablenkung des Wismuthstabes beliebig verändern.

Dieselben Versuche kann man, wenn auch mit etwas geringerer Kraft, auch schon bei Anwendung zweier Elektromagnete A und D oder B und C anstellen, wo dann entweder eine Anziehung oder Abstossung der Enden des Wismuthstabes erfolgt, die stets anzeigt, wie seine Polarität die entgegengesetzte von der eines in gleicher Weise aufgehängten Eisenstabes ist. — Auch wenn man die Spirale R durch eine kleinere ersetzt, welche man zwischen die parallelepipedischen Polflächen der auf einen Elektromagnet aufgelegten

Halbanker legt und nun in sie ein Wismuthstäbchen oder ein magnetisches Stäbchen, z. B. ein Röhrchen voll Eisenoxyd, hineinhängt, beobachtet man die analogen Resultate, die sich in einer leicht erklärlichen Weise ein wenig abändern, jenachdem man erst die Magnete erregt und dann einen Strom durch die Spirale leitet, oder umgekehrt.

Durch eine andere, ebenso sichere Methode, welche sich auch vor- 442
züglich gut zu messenden Versuchen eignet, hat W. Weber [1]) die diamagnetische Polarität vermittelst des **Diamagnetometers** nachgewiesen.

Wir geben die Beschreibung desselben mit einigen von Weber herrührenden und von Tyndall [2]) beschriebenen Abänderungen.

In einem rechteckigen, an der Wand des Zimmers befestigten Holzkasten (Fig. 218) sind in verticaler Lage zwei Drathspiralen HE und $H'E'$ parallel nebeneinander angebracht. Der innere Durchmesser derselben beträgt etwa 25^{mm}, der äussere 35^{mm}, ihre Länge etwa 500^{mm}. Ihre Axen haben einen Abstand von 90^{mm}. Sie bestehen aus zwei Schichten von je 230 Windungen. Diese Spiralen sind auf messingene Röhren gewickelt, die oberhalb aus den Spiralen herausragen und ein Querstück GG' tragen, an welchem vermittelst mehrerer Coconfäden ein in einer dämpfenden Kupferhülle schwingender Magnet SN hängt, dessen Axe auf halber Höhe der Spiralen sich befindet. Die Spiralen liegen in der durch den magnetischen Meridian gelegten Verticalebene, so dass der Magnet seine Pole denselben zukehrt. Seine Ablenkungen können vermittelst eines an ihm angebrachten Spiegels mit Fernrohr und Scala abgelesen werden.

Fig. 218.



Dem einen Pol des Magnetes wird von Nord oder Süd her ein Magnetstab in der Richtung der Verlängerung seiner Axe mit seinem gleichnamigen Pol gegenübergelegt, und so die Wirkung des Erdmagnetismus zum Theil compensirt, so dass seine Schwingungsdauer sich vergrössert.

Unterhalb und oberhalb der Spiralen befinden sich Holzrollen WW_1 angebracht, deren Durchmesser (110^{mm}) dem Abstand der Axen der Spiralen entspricht. Ueber diese Rollen ist eine durch die Axen der Spiralen hindurchgehende Schnur ss' gezogen, an welcher in den der Mitte der Spiralen entsprechenden Punkten zwei massive oder hohle Cylinder nm und po von

[1]) W. Weber, Elektrodynamische Maassbestimmungen, Th. III.* — [2]) Tyndall, Phil. Trans. 1856, Pt. I, p. 237;* vgl. auch Christie, Pogg. Ann. Bd. CIII, S. 577. 1858.*

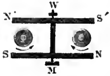
magnetischen oder diamagnetischen Stoffen befestigt sind. Durch einen an der unteren Rolle angebrachten Hebel oder durch einen Schlüssel, welcher bis zu dem am Fernrohr sitzenden Beobachter sich fortsetzt, kann man dieselbe hin- und herdrehen und dadurch bewirken, dass abwechselnd das untere Ende des Cylinders *mn* und das obere Ende des Cylinders *op*, oder das obere Ende von *mn* und das untere von *op* sich in der Ebne der Pole des zwischen den Spiralen aufgehängten Magnetes befindet. Durch beide Spiralen wird vermittelst der Leitungsdrähte ein Strom in entgegengesetzter Richtung geleitet. Wird durch diesen Strom für sich schon der Magnet abgelenkt, so leitet man den Strom noch durch einen mit Drath überwundenen Multiplicatorrahmen, den man dem Magnet so lange in der auf dem Meridian verticalen Ebene nähert, bis er in Ruhe bleibt, wenn man den Strom öffnet und schliesst. Beim Einsenken von Eisenstäbchen in die Spiralen wird daher z. B. das in der Spirale *HE* befindliche Stäbchen oberhalb einen Nordpol, das in der Spirale *H'E'* befindliche daselbst einen Südpol erhalten. Bei Anwendung diamagnetischer Wismuthstäbe wird die Polarität entgegengesetzt sein. Bei dem abwechselnden Heben und Senken der beiden Stäbchen werden daher auch abwechselnd die beiden nordpolaren oder südpolaren Enden derselben den Polen des Magnetes gegenübergestellt und derselbe dadurch abgelenkt. Ist der Magnet in Schwingungen, so kann man, wenn man den Wechsel der Stellungen der Stäbe gerade in den Momenten vornimmt, wo er das Ende seines Schwingungsbogens erreicht hat, leicht seine Elongationen vermindern. So wird der Magnet allmälig beruhigt. Fährt man fort, die Stäbe zu heben und zu senken, so vergrössern sich jetzt die Schwingungsbogen allmälig und erreichen zuletzt ein Maximum, bei welchem die durch die Wirkung der Stäbe verursachte Vergrösserung der Schwingungsweite genau gleich ist der Abnahme derselben durch die Dämpfung der Schwingungen vermöge der in der umgebenden Kupferhülle inducirten Ströme.

Aus je drei Beobachtungen der Stände der Nadel am Anfang und Ende jeder Schwingung kann man ihre Ruhelage und die Weite jedes Schwingungsbogens berechnen, wobei man auf die Dämpfung der Nadel Rücksicht zu nehmen hat. (Vgl. die §. 184 beschriebene Multiplicationsmethode.) Bezeichnet nun λ das logarithmische Decrement der Schwingungen der Nadel, während sie unter dem Einfluss der Dämpfung allein schwingt, ist die Schwingungsweite des $n$ten Schwingungsbogens der Nadel, von der Schwingung an gezählt, welche bei der allmäligen Beruhigung und nachherigen Vergrösserung der Schwingungen der Nadel als die kleinste sich ergiebt, gleich w, so ist die Ablenkung p, welche die Nadel behielte, wenn die Stäbchen mit constanter Polarität auf sie wirkten, nach den Formeln des §. 184:

$$p = \frac{w}{2}\left(\frac{1-e^{-\lambda}}{1+e^{-\lambda}}\right).$$

Für empfindlichere Versuche ersetzt man in dem beschriebenen Apparat den Magnet durch ein in der Horizontalebene schwingendes astatisches System von zwei Magneten *NS* und *N'S'* (Fig. 219), welches mit seinen Polen neben den Spiralen sich befindet. An diesem System ist gleichfalls ein Spiegel *M* und ein denselben äquilibrirendes Gegengewicht *W* angebracht. Durch eine Schraube können die beiden Magnete des astatischen Systems einander genähert und von einander entfernt werden.

Fig. 219.



Die Länge der Magnete beträgt für das oben beschriebene Diamagnetometer 140 bis 150^{mm}, der Abstand ihrer Axen 60^{mm}.

Bei quantitativen Versuchen mit dem Diamagnetometer ist darauf zu achten, dass die Directionskraft des astatischen Systems, welche dasselbe in Folge des Ueberwiegens des Momentes seines einen Magnetes besitzt, nicht unverändert bleibt, wenn man durch die Drathspiralen und den compensirenden Multiplicatorrahmen einen Strom leitet[1]). Der Strom im letzteren ändert die Directionskraft unmittelbar, der Strom in ersteren dadurch, dass meist die Windungen auf den Spiralen ungleich vertheilt sind, und so z. B. ihre oberen Enden stärker polar sind als ihre unteren. Dadurch wird dann auf das astatische System bei wechselnder Stromesrichtung eine verschiedene Richtkraft ausgeübt, die sich zu der des Erdmagnetismus addirt oder subtrahirt. Man kann aber die gesammte Directionskraft *D* stets bestimmen, indem man die Schwingungsdauer *T* des Systems vor und während des Hindurchleitens von Strömen durch die Spiralen misst. Es ist dann $D = \frac{const.}{T^2}$. 443

Bei kleineren Ablenkungen des Systems, wie sie stets nur beim Einbringen von verschiedenen Substanzen in die Spiralen beobachtet werden, kann man das magnetische Moment der Substanzen den Ablenkungen selbst direct proportional setzen. Um dann die bei verschieden starken Strömen erhaltenen Werthe vergleichbar zu machen, müssen sie mit $\frac{1}{T^2}$ multiplicirt werden.

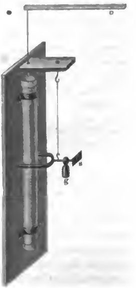
Statt der hier beschriebenen Einrichtung des diamagnetischen Apparates kann man auch nur eine perpendiculäre Spirale (Fig. 220 a. f. S.) anwenden und in ihrer Mitte an einigen Coconfäden einen hinten mit einem Gegengewicht *g* versehenen hufeisenförmigen Magnet so aufhängen, 444

---

[1]) Christie, Pogg. Ann. Bd. CIII, S. 589. 1858;* Arndtsen, ibid. Bd. CIV, S. 588. 1858.*

dass seine beiden entgegengesetzt magnetischen Pole auf beiden Seiten der Spirale sich befinden. Die Stellung dieses Magnetes kann durch einen an ihm befestigten Spiegel *s* und eine ihm gegenüber gestellte Scala vermittelst eines Fernrohres bestimmt werden. Der Magnet schwebt in einem Dämpfer von Kupfer. Durch die Spirale wird wiederum ein Strom geleitet. Sollte derselbe auf den Magnet ein bestimmtes Drehungsmoment ausüben und ihn aus seiner Lage ablenken, so compensirt man diese Wirkung durch einen Multiplicator, wie bei dem oben beschriebenen Apparat. In der Spirale wird ein magnetischer oder diamagnetischer Stab gehoben und gesenkt, dass bald sein oberes oder sein unteres Ende in der Ebene des Magnetes liegt.

Fig. 220.



445 Bringt man nun in den einen oder anderen der beschriebenen Apparate dünne magnetische oder diamagnetische Stäbe, z. B. Eisenstäbe oder Wismuthstäbe, so müssen die Hebungen der ersteren unter sonst gleichen Verhältnissen gerade in den Phasen der Schwingungen des Magnetes stattfinden, in denen die Senkungen der letzteren erfolgen, und umgekehrt, damit die Schwingungen des Magnetes auf gleiche Art geändert werden. — Es zeigt dies deutlich an, dass die magnetischen und diamagnetischen Körper unter dem Einfluss des Stromes eine entgegengesetzte Polarität annehmen.

Die Spiralen der beschriebenen Apparate sind im Verhältniss zu der Länge der Wismuthstäbe so lang, dass bei dem Heben und Senken derselben die auf sie wirkende elektromagnetische Scheidungskraft sich kaum ändert, und so keine Inductionsströme in denselben inducirt werden, welche die Magnetnadel ablenken könnten.

Giebt man z. B., wie v. Quintus Icilius, der Spirale des zuletzt beschriebenen Apparates eine Länge von 663^{mm}, dem Wismuthstab eine Länge von 195^{mm}, so würde sich bei Hebung und Senkung desselben auf dem von ihm dabei durchlaufenen Raum von 390^{mm} die magnetische Scheidungskraft nur im Verhältniss von 1 : 0,99954 ändern.

Man kann sich, nach v. Quintus Icilius, direct überzeugen, dass die Ablenkung der Magnetnadel beim Heben und Senken der Wismuthstäbe nicht von Inductionsströmen herrührt, die entständen, indem sie dabei

abwechselnd an Stellen ungleich starker Scheidungskraft sich befänden. In diesem Fall müssten nämlich die Inductionsströme und jene Ablenknng bei weitem (bei den Versuchen von v. Qnintns Icilins [1]) 4000mal) grösser sein, wenn man die Richtung des Stromes in der Spirale plötzlich wechselte. Dabei zeigt sich indess nur eine sehr schwache Ablenkung der Nadel.

Aendert man ferner die Stellung der Wismuthstäbe nicht bei jeder Schwingung der Nadel, sondern etwa bei jeder zwanzigsten Elongation, so würde, wenn nur die Inductionsströme die Ablenkung bewirkten, nur der erste Ausschlag der Nadel sich ändern, der aus den aufeinanderfolgenden Elongationen nach einmaliger Aenderung der Stellung der Wismuthstäbe berechnete mittlere Stand der Nadel ungeändert bleiben. Dennoch bemerkt man deutlich eine solche Aenderung, welche gerade entgegengesetzt ist der, welche durch einen in die Spiralen geschobenen Eisenstab bewirkt wird.

Aendert man ferner die Stromesrichtung, so ändert sich auch die Richtung der Ablenkung des mittleren Standes der Magnetnadel, und zwar ist das jetzt auf dieselbe von den diamagnetischen Wismuthstäben ausgeübte entgegengesetzte Drehungsmoment nahezu dasselbe wie das frühere. (Bei den Versuchen von v. Quintus Icilius betrugen diese Drehungsmomente z. B. + 2,6 und — 3,0). Man muss bei der Berechnung desselben indess berücksichtigen, dass mit der Umkehr des Stromes der durch den Compensationsrahmen gehende Stromtheil auch auf die Nadel einwirkt und wenn auch nicht immer ihren Stand, so doch ihre Directionskraft und Schwingungsdauer verändert.

Wird endlich an Stelle des Wismuthstabes ein Kupferstab angewendet, dessen diamagnetische Abstossung zwischen den Polen eines Elektromagnetes viel schwächer als die des Wismuthstabes ist, so ergiebt sich fast gar keine Wirkung auf die Magnetnadel. Die etwa vorhandene Wirkung ist auch unabhängig von der Richtung des Stromes in der Spirale, ja sie tritt sogar zum grossen Theil auch dann auf, wenn gar kein Strom die Spirale durchfliesst. Sie ist also nur zum geringeren Theil abhängig von der Induction von Strömen im Kupferstab durcb den Strom in der Spirale und namentlich in dem Compensationsrahmen; zum grösseren durch die Induction durch den Magnet selbst. Diese letztere Induction bemerkt man bei dem schlecht leitenden Wismuth nicht.

Noch deutlicher zeigt sich dies bei den Versuchen von Tyndall [2]) 446
unter Anwendung des Diamagnetometers mit zwei Spiralen und dem astatischen System. Wurden in demselben bei Anwendung von 2 bis 4 Grove'schen Elementen Cylinder von Wismnth von 75^{mm} Länge und $17{,}5^{mm}$ Dnrchmesser gehoben und gesenkt, so nahm nach jeder Aenderung der Stellung der Cylinder das astatische System constant verschiedene Ein-

[1]) v. Quintus Icilius, Pogg. Ann. Bd. XCVI, S. 81. 1855.* — [2]) Tyndall, Phil. Trans. 1856. Pt. I, p. 243;* Phil. Mag. [4.] Vol. XII, p. 161.*

stellungen an. Stand der Cylinder links mit seinem unteren, der rechts mit seinem oberen Ende in der Ebene des Systems (Stellung I), standen die entgegengesetzten Enden der Cylinder in derselben Ebene (Stellung III), oder waren die Mitten der Stäbe in dieser Ebene (Stellung II), so betrugen unter Anderem die vermittelst der Spiegelablesung beobachteten constanten Stellungen des astatischen Systems in Graden der Scala:

	2 Elemente	3 Elemente	4 Elemente	Strom umgekehrt
Stellung I. .	450	439	425	764
Stellung II. .	462	450	437	742
Stellung III. .	473	462	448	704

Bei umgekehrter Stromesrichtung kehrt sich also die Ablenkung des astatischen Systems um. Die Richtung derselben ergab wiederum direct, dass die Polarität des Wismuths der der magnetischen Stoffe entgegengesetzt ist. Dass bei diesen Versuchen die Ablenkungen nicht mit der Stromintensität wachsen, liegt an der gleichzeitig erfolgenden Vermehrung der Directionskraft des astatischen Systems (vgl. §. 443).

Auch Wismuthpulver, welches vorher bis zur Bildung einer Oxydhaut an der Luft erhitzt war, so dass keine Leitung durch seine Masse hindurch stattfand, wurde in Glasröhren von 76^{mm} Länge und $17{,}7^{mm}$ Durchmesser in die Spiralen eingehängt. Die constanten Ablenkungen des Magnetes betrugen:

	Stellung I	II	III
	640	625	596
Strom umgekehrt	230	245	260

Bei Anwendung von gut leitenden, massiven Kupfercylindern ergaben sich dagegen die Ablenkungen nur:

	Stellung I	II	III
Ablenkung . . .	754	754	755

Ebenso verhielten sich Cylinder von Kupferpulver, welches vorher an der Luft oxydirt war.

Obgleich also das Kupfer so sehr viel besser leitet, zeigt es in Folge seiner schwach magnetischen und diamagnetischen Eigenschaften kaum eine Einwirkung. Die Möglichkeit des Einflusses von Inductionsströmen ist also ausgeschlossen. — Cylinder von Silberscheiben (Geldstücke) geben dagegen eine bedeutende magnetische Wirkung. — Auch bei Isolatoren erhielt Tyndall die entsprechenden Resultate. Die Ablenkungen in den Stellungen I und III waren stets entgegengesetzt bei magnetischen und diamagnetischen Stoffen. Die pulverförmigen und flüssigen Stoffe waren

bei den Versuchen in dünne Glasröhren eingeschlossen. — Es ergaben sich die Ablenkungen:

1. Diamagnetische Stoffe:

Cylinder von:	Länge	Durchmesser	Stellung I	II	III
Kalkspath	75mm	17,7mm	699,5	698,5	697,5
Phosphor	87,5	16	670	668	666
Schwefel	152	17,7	658,5	657	655
Wachs	100	17,7	624,5	—	623
Destillirtes Wasser	100	16,2	605	603	601
Schwefelkohlenstoff	100	16,2	631	629	626
Salpeter	87,5	17,7	648,5	—	647

2. Magnetische Stoffe.

Cylinder von:	Länge	Durchmesser	Stellung I	II	III
Eisenchloridpulver	95mm	12,5mm	185	—	990
Eisenvitriol	138	17,7	510	600	700
Kaliumeisencyanid	138	16,2	610	630	655
Pulver von kohlensaurem Eisenoxydul	100	12,5	185	620	740
Lösung von Eisenvitriol	100	16,2	548	600	648
„ „ Nickelchlorid	90	16,2	605	632	650
„ „ Cobaltchlorid	90	16,2	630	645	660

Ganz analoge Versuche haben Matteucci [1]) ebenfalls dazu geführt, die diamagnetische Polarität der diamagnetischen Körper anzuerkennen, welche er früher bezweifelt hatte.

Weber [2]) hat die entgegengesetzte Polarisirung des Wismuths und Eisens noch durch folgenden Versuch gezeigt: Auf den kreisförmigen Pol eines Elektromagnetes von 50mm Durchmesser wird eine Spirale von 300 Meter Kupferdrath von $^2/_3$mm Dicke gestellt und ihre Enden werden mit den Enden des Multiplicatordrathes eines sehr empfindlichen Spiegelgalvanometers verbunden. Wird in die Spirale ein Eisenstäbchen gesenkt, so wird dasselbe durch den Magnet magnetisirt und dadurch in der Spirale ein Strom inducirt, der eine Ablenkung der Galvanometernadel zur Folge hat. Wird ein Wismuthstab an Stelle des Eisenstabes in die Spirale eingeschoben, so zeigt sich die entgegengesetzte Ablenkung. Es hat also das Wismuth eine entgegengesetzte magnetische Polarität erlangt wie das 447

---

1) Matteucci, Ann. de Chim. et de Phys. T. LVI, p. 197. 1859.* — 2) W. Weber, Pogg. Ann. Bd. LXXIII, S. 241. 1848.*

Eisen. — Man könnte bei diesem Versuch vermuthen, dass das Resultat nur durch Inductionsströme bedingt wäre, welche in dem Wismuthstab beim Annähern an den Magnetpol inducirt würden, und welche neue Inductionsströme in der umgebenden Spirale inducirten. Indess würde dann ein Kupferstab an Stelle des Wismuthstabes, welcher sehr viel schwächere magnetische Eigenschaften zeigt als Wismuth, in welchem sich aber die Inductionsströme wegen seiner bedeutend besseren Leitungsfähigkeit in viel grösserer Intensität entwickeln, eine viel stärkere Ablenkung des Magnetspiegels hervorrufen müssen als der Wismuthstab, und dies ist durchaus nicht der Fall.

Ganz ähnliche Versuche hat Faraday angestellt und dabei die Ablenkung der Nadel seines Galvanometers verstärkt, indem er rhythmisch zu ihren Schwingungen durch einen Hebel die Metallstäbchen abwechselnd in die vor den Magnet gebrachte Spirale einsenkte und herauszog, und die dabei entstehenden entgegengesetzt gerichteten Inductionsströme durch einen Commutator stets in gleicher Richtung durch das Galvanometer leitete. Da die Intensität der Ströme ausser beim Eisen völlig von der Leitungsfähigkeit des in die Spirale geschobenen Körpers abhing, so dass ein Kupferstab bedeutende, Kupferfeilicht keine Ablenkungen der Galvanometernadel hervorrief, so glaubte er, die Inductionsströme in der Spirale wären nur secundär durch die Ströme erzeugt, welche direct durch den Magnet in den ihm genäherten magnetischen und diamagnetischen Körpern inducirt werden [1]).

448 Um diesen Einwänden ganz zu entgehen, hat Weber zum Nachweis der Polarität der diamagnetischen Körper vermittelst der Inductionsströme noch folgende verbesserte Methode angewandt:

Eine Spirale, die Magnetisirungsspirale, von Kupferdrath von 2,3^{mm} Dicke, welcher in 8 Lagen zu je 120 Windungen aufgewunden war, wurde in ostwestlicher Richtung in horizontaler Lage befestigt. Ihre Länge betrug 383^{mm}, ihr innerer Durchmesser 23,9^{mm}, ihr äusserer Durchmesser 70^{mm}. Durch diese Spirale wurde ein Strom von 8 Bunsen'schen Elementen geleitet. In einiger Entfernung von dem Ende derselben in der Verlängerung ihrer Axe befand sich eine Bussole, deren Nadel durch ihre Ablenkung die Richtung und Intensität des Stromes angab. In die Spirale war eine zweite von gleicher Länge, die Inductionsspirale, eingeschoben, deren innerer und äusserer Durchmesser resp. 19 und 23^{mm} betrug. Sie bestand aus 3 Lagen von je 294 Windungen von 1^{mm} dickem, mit Seide übersponnenem Kupferdrath. Diese Spirale war so gewunden, dass die Richtung der Windungen auf der einen Hälfte ihrer Länge entgegengesetzt war der Windungsrichtung auf der anderen Hälfte derselben. Es wurde dadurch erreicht, dass, wenn sich auch die Intensität des Stromes in der Magnetisirungsspirale änderte, die in beiden Hälften der In-

---

1) Faraday, Exp. Res. Ser XXIII, §. 2640* u. flgde.

ductionsspirale erzeugten Inductionsströme sich gegenseitig aufhoben. In diesen beiden Spiralen befand sich ein Wismuthcylinder von 186^{mm} Länge und 339,3 Grm. Gewicht. Derselbe war durch einen Holzstab mit der Kurbel eines Rades verbunden, welches durch ein Schwungrad in Umdrehung versetzt wurde. Er wurde bei der Drebung des letzteren auf einer Bahn von nur $58{,}2^{mm}$, und zwar in einer Secunde 10,58 Mal hin- und hergeschoben. Auf dem Rade befand sich ein Commutator, zu dem die von der Inductionsspirale kommenden Dräthe führten, und von dem andere Dräthe zu einem Spiegelgalvanometer geleitet waren. Wird der Wismuthcylinder durch die Drehung des Schwungrades hin- und hergezogen, so entsteben in jeder Windung der beiden Hälften der Spirale entgegengesetzt gerichtete Inductionsströme, da sich bei der diamagnetischen Polarisirung des Cylinders durch den Strom der Magnetisirungsspirale in der einen der Nordpol, in der anderen der Südpol gleichzeitig hin- und herbewegt. Durch die entgegengesetzte Richtung der Windungen beider Hälften addiren sich diese Ströme zu einem gemeinschaftlichen Strom, der zum Galvanometer geführt wird. Da nun aber die Richtung der Inductionsströme wechselt, wenn der Wismuthcylinder seine Bewegungsrichtung wechselt, so muss der Commutator auf dem Rade so gestellt sein, dass die Stromesrichtung in den zum Galvanometer führenden Dräthen umgekehrt wird, während sich der Cylinder in seinen beiden äussersten Lagen befindet. Dann sind alle durch das Galvanometer fliessenden Inductionsströme gleich gerichtet. Ein zweiter Commutator gestattete der Controle halber, diese Richtung auch noch umzukehren. Die Magnetisirungsspirale ist gegen den Wismuthcylinder und seine Verschiebungen so lang, dass die auf ihn in jeder Lage wirkende elektromagnetische Scheidungskraft als constant angesehen werden kann. Wird nun der zweite Commutator am Ende jeder Schwingung des Magnetes im Galvanometer umgelegt, so erreicht der Magnet bald eine constante Elongation, indem die Dämpfung seinen weiteren Ausschlägen entgegenwirkt. Da die Inductionsströme in grosser Zahl (n) während einer Oscillation auf einander folgen, so wirken sie wie ein constanter Strom unter Anwendung der Multiplicationsmethode. Man kann daher nach den Formeln des §. 184 aus dem Grenzwerth x der Schwingungsweite den constanten Ausschlag p berechnen, den der Magnet erhielte, wenn die Inductionsströme stets in gleicher Richtung auf ihn wirkten. Wird nun ein Eisenstab an Stelle des Wismuthstabes in die Spirale gebracht, aber wegen seiner starken Wirkung nur jedesmal hin- und hergezogen, wenn der Magnet die Ruhelage passirt, so kann man mit Hülfe der Formeln des §. 184 und §. 185 und auch §. 212 die Wirkung der Bewegung des Wismuthstabes auf den Werth reduciren, den sie erhielte, wenn derselbe nur wie der Eisenstab bewegt worden wäre, (also der durch ihn erzeugte Inductionsstrom nur den $n$ten Theil der Zeit, und zwar stets am Anfang des unter dem Einfluss der Dämpfung schwingenden Magnetes gewirkt hätte). Man muss den Grenzwerth x der Ausschläge mit

$$\frac{\sqrt{\pi^2 + \lambda^2}}{1 - e^{-\lambda}}\, e^{-\frac{\lambda}{\pi} \operatorname{arc\,tg} \frac{\pi}{\lambda}}$$

multipliciren, wo λ das logarithmische Decrement der Schwingungen des Magnetes ist. So fand Weber die Wirknngen der gleichartigen Bewegungen des Wismuthstabes nnd eines Eisenstabes von 790,86 Mgr. Gewicht und derselben Länge wie der Wismuthstab gerade entgegengesetzt, wie dies aus der entgegengesetzten Polarität derselben folgt. Das Verhältniss der Wirkungen war:

1 : 1064,5.

Wären die Inductionswirkungen den Gewichten proportional, so verhielten sich die Intensitäten der durch gleiche Wismuth- nnd Eisenstäbe indncirten Ströme wie 1 : 456700, welches Verhältniss nach verschiedenen Correctionen sich auf 1 : 1731560 redncirt [1]).

449 Durch diese Versuche ist ganz unzweifelhaft nachgewiesen, dass das entgegengesetzte Verhalten der magnetischen und diamagnetischen Körper auf einer entgegengesetzten Polarität beruht, welche in denselben durch die Einwirkung der Magnetpole erzeugt wird.

Wir haben schon wiederholt auseinandergesetzt, dass man das Verhalten magnetischer Körper aus der Annahme von Molekularmagneten ableiten kann, welche in denselben präexistiren und durch die Einwirkung magnetisirender Kräfte so gerichtet werden, dass sie ihren Nordpol dem Südpol des wirkenden Magnetes zukehren. An die Stelle jener Moleknlarmagnete können wir permanente Molekularströme setzen, welche die einzelnen Moleküle in der auf der magnetischen Axe derselben senkrechten Ebene umfliessen. Wollten wir die gleiche Annahme bei diamagnetischen Körpern machen, so würde niemals in denselben durch äussere magnetische Kräfte eine Polarität erzeugt werden können, die der der magnetischen Körper entgegengesetzt gerichtet ist. — Vielmehr müssen wir die Hypothese machen, dass die diamagnetische Polarität erst im Moment der magnetischen Einwirkung von aussen in den Molekülen entsteht. Am zweckmässigsten würden wir dieselbe wiederum auf Molekularströme zurückführen. Nun wissen wir aber, dass jedesmal, wenn ein galvanischer Strom in einem Leiter entsteht oder ein von einem Strom durchflossener Leiter einem zweiten Leiter genähert wird, in diesem letzteren ein momentaner Strom indncirt wird, welcher dem Strom im ersten Leiter entgegengerichtet ist. Dieselbe Inductionswirkung kann dnrch einen Magnet geleistet werden, den wir uns durch seine Moleknlarströme ersetzt denken. — Können wir nun mit Weber [2]) annehmen, dass hei der Annäherung eines Stromesleiters oder eines Magnetes an einen diamagnetischen Körper auch

[1]) Vgl. Weber, Maassbestimmungen Th. III, S. 506 u. flgde.* — [2]) Weber, l. c. S. 545.*

Ströme inducirt werden, welche um die einzelnen Moleküle desselben circuliren und den Strömen im Leiter oder Magnet entgegengerichtet sind, so würde im Moment der Annäherung jedes Molekül des diamagnetischen Körpers eine entgegengesetzte Polarität erhalten, wie die des genäherten Magnetes, und es würde eine Abstossung der diamagnetischen Körper durch die Wechselwirkung der Ströme stattfinden. — Um die dauernde Polarität derselben zu erklären, müssten wir ferner annehmen, dass die inducirten Molekularströme fortbestehen, so lange die magnetische Einwirkung von aussen dauert. Sie dürfen sich nur in bestimmten geschlossenen Bahnen um die Moleküle bewegen, in denen sie keinen Widerstand erfahren, während dies in allen anderen Richtungen der Fall ist, und dürfen aus diesen Bahnen weder für sich durch die äusseren Kräfte abgelenkt werden, noch in Folge derselben sich mit den Molekülen drehen können, da sonst durch diese Drehung wiederum die gewöhnliche magnetische Polarität hervorgerufen würde.

Wenngleich diese Theorie noch manche Schwierigkeiten darbietet, 450
so scheint sie doch bis jetzt die einzige zu sein, welche die Thatsachen am genügendsten und vollständigsten erklärt.

Zunächst folgt aus derselben unmittelbar der von Faraday ausgesprochene Satz, dass magnetische Körper in dem Felde der magnetischen Thätigkeit stets von Oertern schwächerer magnetischer Wirkung zu Oertern stärkerer magnetischer Wirkung, und umgekehrt diamagnetische Körper von Oertern stärkerer magnetischer Wirkung zu denen schwächerer Wirkung sich begeben.

Es werde in einem sehr kleinen magnetischen, der Einwirkung der magnetischen Kräfte ausgesetzten Körper ein Nord- (N) und ein Südpol (S) erregt, deren Abstand $\delta\varsigma$, deren magnetische Fluida $\pm\mu$ seien. Die Coordinaten beider Pole seien x, y, z und $x+\delta x$, $y+\delta y$, $z+\delta z$. Bezeichnen wir die Potentialfunction der magnetischen Kräfte auf N mit V, die auf S mit $V_{\prime}$, so ist

$$V = f(x, y, z) \qquad 1.$$

$$V_{\prime} = f(x+\delta x, y+\delta y, z+\delta z) = V + \frac{dV}{dx}\delta x + \frac{dV}{dy}\delta y + \frac{dV}{dz}\delta z.$$

Die Componente der magnetischen Wirkung auf den magnetisirten Körper nach der Richtung der x ist demnach

$$X_{\prime} = \left(-\frac{dV}{dx} + \frac{dV_{\prime}}{dx}\right)\mu. \qquad 2.$$

Bezeichnen wir die Componenten der auf jede Einheit der magnetischen Masse in N wirkenden Kräfte R mit X, Y, Z, so ist

$$X = \frac{dV}{dx}, \quad Y = \frac{dV}{dy}, \quad Z = \frac{dV}{dz}. \qquad 3.$$

Setzen wir dies in den Werth von V_I ein, so ergiebt sich aus Gl. 2:

$$X_I = \mu \frac{d(X\delta x + Y\delta y + Z\delta z)}{dx}. \qquad 4.$$

Da die Richtung $\delta\varsigma$ der magnetisirenden Kraft R parallel sein muss, so ist

$$X\delta x + Y\delta y + Z\delta z = R\delta\varsigma,$$

$$\text{also } X_I = \mu\delta\varsigma\frac{dR}{dx}. \qquad 5.$$

Ebenso ergiebt sich $Y_I = \mu\,\delta\,\varsigma\frac{dR}{dy}$, $Z_I = \mu\,\delta\,\varsigma\frac{dR}{dz}$.

Der kleine magnetisirte Körper wird sich also nach den verschiedenen Richtungen mit Geschwindigkeiten fortbewegen, die den Differentialquotienten $\frac{dR}{dx}, \frac{dR}{dy}, \frac{dR}{dz}$, d. h. der Zunahme der magnetischen Kraft R in jenen Richtungen entsprechen, und sich so von Oertern schwächerer magnetischer Einflüsse zu denen stärkerer begeben. Da bei diamagnetischen Körpern die Polarität die entgegengesetzte ist wie bei magnetischen, so gilt für die Bewegung derselben die obige Entwickelung gleichfalls, nur sind die Formeln mit dem entgegengesetzten Vorzeichen zu versehen. Dann bewegt sich also der diamagnetische Körper in den Richtungen fort, in denen die magnetische Kraft abnimmt, und mit Geschwindigkeiten, die dieser Abnahme proportional sind [1]).

Am schnellsten wird der magnetische oder diamagnetische Körper sich zu den Oertern stärkeren oder schwächeren magnetischen Einflusses in den Richtungen bewegen, in denen die magnetische Kraft sich am schnellsten ändert, also in den Linien, welche auf den Flächen gleichen magnetischen Potentials vertical stehen.

Man hat also nur nöthig, in jedem gegebenen Falle, wenn ein Körper in das Magnetfeld gebracht wird und sich magnetisch oder diamagnetisch polarisirt, die Resultanten der Wirkungen der Magnetpole auf seine polaren Enden zu berechnen, um so seine jedesmalige Bewegung zu bestimmen.

451 Auch das Verhalten der Körper in Medien von stärkerem oder schwächerem Magnetismus oder Diamagnetismus vor den Magnetpolen erklärt sich ohne Weiteres. In dem Körper A (Fig. 221) werde durch den Magnetpol Z die Polarität in der Richtung ns erregt. Befindet sich nun A in einem Medium von gleicher magnetischer Beschaffenheit, so werden in allen ihm anliegenden Theilen desselben die Polaritäten im gleichen

[1]) Van Rees, Pogg. Ann. Bd. XC, S. 434. 1853;* vgl. auch Thomson, Phil. Mag. [3.] Vol. XXXVII, p. 241. 1850;* [4.] Vol. IX, p. 246. 1855;* Pogg. Ann. Bd. LXXXII, S. 245.*

Sinn erregt. Neben den Pol s legt sich eiu entgegengesetzter Pol $n_{\prime}$. Ist das umgebende Medium stärker polarisirbar als A, so ist die Polarität von $n_{\prime}$ stärker als die von s, an der Grenze von s und n findet sich ein Ueberchuss von freiem n-Magnetismus. Ist sn und die Flüssigkeit magnetisch, Z ein Nordpol, so überwiegt die Abstossung gegen $n_{\prime}$ über die Anziehung gegen s; die Flüssigkeit in $n_{\prime}$ wird gegen s gedrückt. Ist sn ein wenig aus der axialen Lage gedreht, so wird es durch diesen Druck in die äquatoriale Lage übergeführt. Umgekehrt verhält sich ein diamagnetisches Stäbchen in einer stärker diamagnetischen Flüssigkeit.

Fig. 221.



E. Becquerel[1]) wollte das ebeu betrachtete verschiedene Verhalteu 452
der Körper durch die Uebertragung des Archimedischen Princips auf die magnetischen Erscheinungen erklären, indem er meinte, alle Körper seien gleichmässig magnetisch; befänden sie sich zwischen den Magnetpolen in einem Medium, welches im gleichen Volum schwächeren Magnetismus besässe als sie selbst, so würden sie zu den Magnetpolen hingezogen, wäre das umgebende Medium stärker magnetisch, so würden sie durch die stärkere Anziehung desselben aus der Nähe der Magnetpole vertrieben, also scheinbar von denselben abgestossen, ganz analog wie ein Körper, der, specifisch schwerer, in einer Flüssigkeit nach unten sinkt, ein Körper, der leichter ist, sich in derselben entgegen dem Zuge der Schwerkraft nach oben bewegt. Dann müsste aber offenbar z. B. Wismuth weniger, Eisen stärker magnetisch sein als der luftleere Raum, und so letzterer in der Reihe der Körper eine bestimmte Stellung einnehmen, die ihm durch besondere specifische Eigenschaften angewiesen wäre.

Diese Erklärung ist durch den Nachweis der diamagnetischen Polarität widerlegt.

Ferner wird eine Annahme von v. Feilitzsch[2]) widerlegt, nach der 453
das Wesen des Diamagnetismus darin zu finden wäre, dass z. B. in einem diamagnetischen Stab von Wismuth die magnetische Polarisirung der einzelnen Moleküle unter Einfluss eines Magnetes oder beim Einschieben in eine vom Strom durchflossene Spirale gerade in derselben Weise vor sich ginge wie in den magnetischen Körpern, z. B. Eisen; nur sollte in jenem das magnetische Moment gegen die Enden des Stabes hin zunehmen, während es beim Eisen abnimmt. Der Grund hiervon sollte der sein, dass mit der Entfernung von den Magnetpolen die die Theilchen der mag-

[1]) l. c. — [2]) v. Feilitzsch, Pogg. Ann. Bd. LXXXII, S. 90. 1851;* Bd. LXXXVII, S. 206. 1852;* Bd. XCII, S. 366. 536. 1854.*

netischen und diamagnetischen Körper polarisirende Kraft abnimmt, und so in der Mitte eines axial liegenden Stabes das direct erzeugte magnetische Moment der Theilchen geringer wäre als an den Enden. In den diamagnetischen Körpern würden die Theilchen selbst wenig auf einander wirken und so jenes Verhalten beibleiben; in den magnetischen aber würde die gegenseitige Richtkraft der Theilchen aufeinander bedeutend sein und hierdurch das Verhalten sich umkehren, so dass das Moment der Theilchen in der Mitte des Stabes am bedeutendsten würde. Dann hätte z. B. ein Wismuthstab zwischen den Magnetpolen nur an den Endflächen die gleiche magnetische Polarität wie ein Eisenstab, dagegen wären die magnetischen Wirkungen der ganzen übrigen Stellen seiner beiden Hälften nach aussen denen des Eisenstabes gerade entgegengesetzt. Ueberwöge nun diese letztere Wirkung, so sollte der Stab von den Magnetpolen abgestossen werden und sich äquatorial einstellen. Hierbei könnte indess doch, ohne dass die mittleren Theilchen des Stabes entgegengesetzt polarisirt wären, wie die an den Enden, niemals der freie Magnetismus an den Enden kleiner sein als der entgegengesetzte freie Magnetismus auf den übrigen Theilen des Stabes. — v. Feilitzsch wollte sogar die gleichartige Polarisirung des Wismuths und Eisens nachweisen, indem er einer Magnetnadel gegenüber, in der gegen den Meridian senkrechten Richtung, eine vom Strom durchflossene Spirale aufstellte und in sie einen Wismuthstab einschob. Die Nadel wurde ebenso aus ihrer Stellung abgelenkt, als wenn der eingeschobene Stab ein Eisendrath gewesen wäre. Diese Wirkung könnte daher rühren, dass der durch den Strom erwärmte Drath der Spirale durch den Wismuthstab abgekühlt wird, und so seine Leitungsfähigkeit und die Intensität des Stromes in ihm zunimmt. Deshalb tritt die Ablenkung der Nadel auch erst einige Zeit nach dem Einschieben des Wismuthstabes in die Spirale hervor. Die dem Eisen gleichartige Polarität eines Wismuthstabes sollte nach v. Feilitzsch namentlich dann hervortreten, wenn man durch Verstärkung des Stromes in den die Mitte des Stabes umgebenden Theilen der Spirale, welche dabei aus mehreren Abtheilungen besteht, oder auch durch dickere Ueberwickelung der mittleren Theile mit den Drathwindungen die auf diese Theile wirkenden magnetischen Kräfte verstärkt und so die beim Eisen durch die gegenseitige Einwirkung der Theilchen verstärkte Polarität der mittleren Theilchen durch die Anordnung der äusseren Kräfte beim Wismuth ebenfalls herstellt. Indess auch hier hat v. Quintus Icilius [1]) das Gegentheil der Behauptung von v. Feilitzsch nachgewiesen, indem er die mit einer Spirale umwundene Röhre des Weber'schen diamagnetischen Apparates (§. 444) durch eine ebenso lange aufgeschlitzte Messingröhre ersetzte, auf die zwei 170^{mm} lange Drathspiralen von je 190 Umwindungen so aufgewunden waren, dass sie in der Mitte des Messingrohrs 25^{mm} von einander standen. Durch Heben und Senken der neben der Röhre schwingenden hufeisenförmigen Magnetnadel konnte man

[1]) l. c.

sie so einstellen, dass der durch beide Spiralen in gleichem Sinne geleitete Strom ihren Stand nicht änderte. In der Röhre wurde ein Wismuthstab wie früher so gehoben und gesenkt, dass abwechselnd sein oberes und sein unteres Ende mit der Magnetnadel in einer Ebene stand. Obgleich indess hierbei das jedesmal den Polen der letzteren gegenüberstehende Ende des Stabes viel weiter von den Spiralen entfernt war als das andere fernere Ende, blieb doch die Ablenkung der Nadel dieselbe, wie früher, und entgegengesetzt wie die durch einen dünnen Eisendrath von gleicher Länge wie der Wismuthstab bewirkte Ablenkung.

Wir haben hier noch in Kürze einer von Faraday[1]) vorzüglich aufgestellten Ansicht zu erwähnen, nach der die Wirkung der Magnete in einer anderen Weise aufgefasst wird, wie sonst gebräuchlich. 451

Betrachten wir die in die Ferne hin ausgeübten Wirkungen der Körper, so unterscheiden wir zwei wesentlich verschiedene Kraftäusserungen derselben. Die einen sind bedingt durch Anziehungskräfte wie die der allgemeinen Gravitation. Wir haben zu diesen bisher auch die elektrischen und magnetischen Kräfte gerechnet, obgleich sich bei letzteren keine indifferente Anziehung, sondern ein polares Auftreten von Anziehungs- und Abstossungskräften zeigt. Diese Kräfte wirken unverändert nach demselben Gesetz der Entfernung zwischen den einzelnen Theilen zweier schwerer, elektrischer oder magnetischer Körper, wenn auch zwischen sie ein dritter Körper gebracht wird, dessen Einwirkung sich zu der der ersten beiden Körper addirt, wobei freilich durch Influenz z. B. die Magnetisirung oder elektrische Ladung der Körper oder ihrer einzelnen Theile geändert wird. — Es wäre deshalb irrig, wenn man z. B. bei der Magnetisirung eines hohlen Cylinders durch eine hineingesenkte Spirale, in der sich ein Eisenkern befindet, eine Verhinderung der magnetisirenden Wirkung der einen Seite der Spirale auf die diametral gegenüberliegenden Theile des Cylinders durch den Eisenkern annehmen wollte (vgl. §. 299).

Die zweiten Wirkungsäusserungen der Körper bestehen in einer Fortpflanzung von Bewegung (lebendiger Kraft) durch ein den Raum erfüllendes Medium von Theilchen zu Theilchen; so verhält sich z. B. die Fortpflanzung des Lichtes durch den Lichtäther von einem Körper zum anderen. Diese Wirkungsäusserungen werden durch Zwischenstellung eines dritten Körpers zwischen die beiden ersten wesentlich gehemmt.

Während bei den in die Ferne wirkenden Kräften bisher noch durchaus nicht nachgewiesen werden kann, dass eine bestimmte Zeit vergeht, innerhalb deren sich die Wechselwirkung der Körper aufeinander her-

---

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. XIX. §. 2149; Ser. XXVI. §. 2797 u. folgde.; Ser. XXVIII, XXIX.; Proceed. Roy. Instit. 23. Jan. 1852; Exp. Res. Vol. III, p. 402. 407. 528* u. an anderen Orten; ähnlich auch Hankel, Pogg. Ann. Bd. LXXV, S. 110. 1848.*

stellt, ist bei den Fortpflanzungen der Bewegung des Lichtes eine solche Zeit nachgewiesen worden.

Faraday ist nnn geneigt, anch bei den magnetischen Erscheinungen eine Fernewirkung ohne vermittelndes Medium auszuschliessen. Ohne eine bestimmte Vorstellung auszusprechen, aber doch wohl geleitet von der Idee einer von den Magnetpolen ausgehenden, auf irgend eine Weise fortgepflanzten Thätigkeit, nimmt er an, dass in dem Magnetfelde, d. i. in dem Ranm, in welchem ein Magnet anf die Körper magnetische Wirkungen ausübt, gewisse Magnetkraftlinien existiren, welche sich im Allgemeinen ausserhalb des Magnetes in krummen Linien von dem einen Pol znm anderen hinziehen, deren Lage am besten durch die mittelst Eisenfeilen erhaltenen magnetischen Figuren erkannt werden soll. Je nach der Lage der Pole nehmen sie also verschiedene Gestalt an. Diese Linien sollen auch durch die Masse des Magnetes hindurchgehen, aber in viel grösserer Dichtigkeit als ausserhalb. Kommt nun ein paramagnetischer Körper, z. B. ein Eisenstab (welcher die Fähigkeit der „magnetischen Leitung“ besitzt), in das Magnetfeld, so condensirt er in sich die Kraftlinien. Die Zahl der Magnetkraftlinien im Ganzen bleibt dabei nngeändert; es sind also ausserhalb des magnetischen Eisenstabes deren jetzt weniger als vorher. Werden also jetzt die magnetischen Wirkungen an den verschiedenen Orten des Magnetfeldes untersncht, so sind sie schwächer als vor dem Einbringen des Eisenstabes. Werden die Pole des Magnetes direct durch letzteren verbunden, so sind alle Kraftlinien in ihm angehänft; der geschlossene Magnet zeigt nach aussen keine Wirkung. Ein diamagnetischer Körper würde dagegen die Kraftlinien zurückstossen, sie würden sich in dem von ihm eingenommenen Raum verdünnen. — Die magnetische Polarität würde überall da auftreten, wo die Magnetkraftlinien ihre Dichtigkeit änderten, nnd zwar müsste dieselbe je nach der Richtung von einem Magnetpol zum andern sich umkehren. Bei der Verdichtung der Magnetkraftlinien in paramagnetischen Substanzen, z. B. im Eisen, würde auf der den Magnetpolen zngewandten Seite der Substanzen eine den Polen ungleichnamige Polarität sich erzeugen, bei der Verdünnung in diamagnetischen Substanzen würde die gleichnamige Polarität entstehen, ganz analog, wie wir es §. 451 betrachtet haben. — Die Einstellnng der magnetischen und diamagnetischen Körper würde hiernach stets so erfolgen, dass erstere sich im Magnetfelde dahin begeben, wo sie am meisten Kraftlinien zu sich hinziehen können, letztere wo ihre Abstossung gegen die Magnetkraftlinien am geringsten wird. — Auch um den Schliessungsdrath der galvanischen Säule liegen solche Magnetkraftlinien herum, welche seine Fernewirkung auf Magnete und diamagnetische Körper bedingen.

Gehen wir von der Betrachtung der elektrischen Phänomene aus, so ist anzuerkennen, dass sie sich wesentlich von denen der allgemeinen Gravitation nnterscheiden, nnd zwar nicht nur durch das Auftreten polarer Anziehungs- und Abstossungserscheinnngen, sondern auch in der Art,

dass einmal, wie im galvanischen Strom, eine Fortpflanzung der Elektricitäten von Theilchen zu Theilchen stattfindet, die eine bestimmte Zeit in Anspruch nimmt, sodann aber eine der allgemeinen Gravitation ähnliche elektrodynamische und elektromagnetische Fernewirkung stattfindet. Ein Vergleich mit der doppelten Ausbreitung der Wärme, einmal durch Leitung in den erwärmten Körpern selbst, sodann durch die Strahlung vermittelst einer in dem Aether von ihnen aus fortgepflanzten Schwingungsbewegung, könnte also wohl zu einer Uebertragung der bei der Wärme geltenden Anschauungen auf die Erklärung der elektrischen und der sich ihnen anreihenden magnetischen Phänomene Veranlassung geben, um so mehr, als die Bewegung der Wärme und Elektricität in Leitern durch dieselben mathematischen Formeln dargestellt werden kann. — Es ist ferner von Thomson nachgewiesen worden, dass die Formeln, welche die Gesetze der Anziehungen nach dem umgekehrten Quadrat der Entfernung z. B. für Elektricitätsmengen und ebenso für magnetische Fluida darstellen, die auf der Oberfläche der Körper verbreitet sind, in gewissen Beziehungen mit denen übereinstimmen, welche die Bewegungen der Wärme bei ihrer Leitung durch die Körper darstellen, indem die bei den ersteren vorkommenden Potentialfunctionen an den verschiedenen Punkten der Körper bei letzteren durch den Temperaturüberschuss, die resultirenden Anziehungen bei ersteren durch den resultirenden Wärmefluss bei letzteren ersetzt werden. Wollte man daher auch eine Fortpflanzung der Bewegung von magnetischen Fluidis analog der Wärmebewegung annehmen, wie sie etwa in den Magnetkraftlinien stattfände, so würden sich auch hier dieselben Gesetze ergeben, wie sie aus der früheren Annahme der Fernewirkung der Magnetismen folgen [1]). Die Wirkungen eines in das Magnetfeld gebrachten Eisenstabes würden dann sich mit dem Einlegen eines gut leitenden Körpers in ein schlecht leitendes Medium vergleichen lassen, und umgekehrt ein diamagnetischer Körper in einem magnetischen oder weniger diamagnetischen Medium sich analog wie ein schlecht leitender Körper in einem gut leitenden Medium verhalten.

Es ist indess ersichtlich, dass diese Hypothese durchaus nicht nothwendig für die Erklärung der magnetischen und diamagnetischen Erscheinungen ist, welche nach den älteren Ansichten aus der Fernewirkung der magnetischen Kräfte ebenfalls abgeleitet werden können. Die Analogie der Formeln für die Fernewirkungen und die Erscheinungen der Leitung kann noch kein vollgültiger Beweis sein, dass beide auf denselben Grundphänomenen beruhen.

Das Auftreten nördlicher und südlicher Polarität in den in das Magnetfeld gebrachten magnetischen Körpern je nach der Richtung der Kraftlinien wäre nach der Theorie der Magnetkraftlinien noch viel dunkler, als bei der Ampère'schen Annahme drehbarer Molekularmagnete, um

[1]) Thomson, Phil. Mag. [4.] Vol. VII, p. 502 und Vol. VIII, p. 42. 1854.

welche Molekularströme fliessen, eine Hypothese, welche auf eine so schöne Weise die elektromagnetischen und elektrodynamischen Erscheinungen verknüpft. Die Aenderungen des Magnetismus der Körper durch mechanische Wirkungen, welche sich so einfach durch die letztere Annahme erklären, würden nur unter der Voraussetzung abzuleiten sein, dass bei den mechanischen Wirkungen, der Torsion u. s. f., die Magnetkraftlinien verschieden stark in den Körpern condensirt würden. Es würde aber fast unmöglich sein, ohne äusserst complicirte Annahmen die verschiedenen Vorgänge dabei genügend zu begründen. — Der Gegensatz der doppelten Polarität der magnetischen und diamagnetischen Körper wird zwar durch die Annahme der grösseren oder geringeren Verdichtung der Magnetkraftlinien erklärt; indess begegneten wir auch hier derselben grossen Schwierigkeit, wie bei der §. 452 erwähnten Vermuthung von E. Becquerel, dass die Einstellung der Körper, welche alle gleichartig paramagnetisch wären, nur auf einer Differenz der Wirkung auf sie selbst und das umgebende Medium beruhte. Es müssten im Vacuo die Kraftlinien eine grössere Dichtigkeit haben als im Wasserstoff und Wismuth, eine kleinere als im Sauerstoff und Eisen. — So wünschenswerth es daher auch wäre, ein die Wirkungen des Magnetismus (wie die der Gravitation) in die Ferne vermittelndes Medium nachweisen zu können, finden wir doch noch nicht genügende Gründe, die älteren Vorstellungen über die magnetischen Wirkungen mit der der Kraftlinien zu vertauschen. Wir möchten den letzteren weniger eine wirkliche physikalische, als eine mehr mathematische Bedeutung beilegen, indem sie an jeder Stelle die Richtung der Resultante der magnetischen Kräfte darstellen oder Linien sind, welche auf den Ebenen gleichen magnetischen Potentials vertical stehen, in denen, wenn man von den Magnetpolen aus in verschiedenen Richtungen fortschreitet, die magnetischen Kräfte sich am schnellsten ändern.

455 Um den Magnetismus und Diamagnetismus der Körper zu erklären, nimmt de la Rive[1]) seine Zuflucht zu einer anderen Hypothese über den elektrischen Zustand der einzelnen Atome. Die Atome sollen sphärisch sein, und eine Axe besitzen, in welcher sich beständig nach beiden Seiten eine entgegengesetzte elektrische Polarität herstellt. Liegen die einzelnen Atome getrennt voneinander, so gleichen sich die Elektricitäten auf der Oberfläche derselben aus. Sind aber die Atome zu „integrirenden Molekülen" kreisförmig in der Art dicht aneinander gruppirt, dass der positive Pol eines Atoms mit dem negativen des folgenden zusammenliegt, so vereinen sich die entgegengesetzten Elektricitäten der benachbarten Atome, und es entsteht ein Kreisstrom in dem Molekül; dasselbe ist magnetisch und kann durch äussere magnetisirende Kräfte gerichtet werden. Bei diesem Verhalten müssen die Atome der magnetischen Körper dicht aneinander

---

1) De la Rive, Traité T. I, p. 570;* Arch. T. XXV, p. 105. 1854 *

gruppirt sein und nicht zu gut leiten, da sonst die Elektricität „über ihrer Oberfläche" sich ausgleichen würden. Deshalb müssen die magnetischen Metalle einmal ein geringes Atomvolum besitzen, sodann auch nicht zu gut leiten. Bei Eisen, Nickel, Kobalt sind beide Bedingungen erfüllt, sie sind magnetisch; bei Wismuth, Blei, Gold, Antimon ist die erste, bei Kupfer und Zink die letzte Bedingung nicht erfüllt, sie sind diamagnetisch. Da die Wärme die Atome der Körper von einander entfernt, sind sie bei höherer Temperatnr weniger magnetisch.

In diamagnetischen Körpern sollen die Atome weiter voneinander stehen und keine kreisförmigen integrirenden Moleküle bilden. Erst wenn sie einem Magnet oder einem geschlossenen Strom genähert werden, soll das diesen letzteren zunächst liegende Atom sich mit seiner Axe so richten, dass dieselbe den Axen der Moleküle des Magnetes oder Stromesleiters parallel, aber mit den Polen entgegengesetzt gerichtet ist. Das Atom ist dadurch befähigt, die benachbarten Atome wiederum zu Kreisen zu gruppiren, in denen die entgegengesetzten Pole der Atome aneinander liegen, und in denen nun ein Kreisstrom fliesst, entgegengesetzt wie in den durch die inneren Kräfte gerichteten Kreismolekülen der magnetischen Körper. Während die magnetischen Kreismoleküle schon in den Körpern vorgebildet sind, werden also die diamagnetischen Kreismoleküle erst durch den Einfluss des Stromes erzeugt. Durch diese veränderte Anordnung der einzelnen Atome unter dem Einfluss des Stromes oder Magnetes soll die Drehung der Polarisationsebene (s. dieses Capitel) vermittelt werden, welche in den stark diamagnetischen Körpern besonders stark hervortreten soll, während sie in den magnetischen Körpern gering ist, da in ihnen die Atome schon fest zu Kreisen gruppirt sind.

Die Schwierigkeit, welche man hat, um das entgegengesetzte polare Verhalten der magnetischen und diamagnetischen Körper zu erklären, wird offenbar durch diese Hypothese nicht beseitigt. Im Gegentheil werden den Atomen der Körper höchst complicirte und durchaus nicht nachzuweisende Eigenschaften beigelegt, die am Ende doch nur die Existenz von schon vorhandenen oder erst durch den Einfluss des Magnetes gebildeten, immerhin noch nicht direct nachgewiesenen Molekularströmen erklären sollen, welche Weber auf eine viel einfachere Weise unmittelbar angenommen hat [1]).

Die Abhängigkeit der diamagnetischen Abstossung von der Grösse der auf die Körper wirkenden magnetischen Kraft ist von E. Becquerel nach derselben Methode bestimmt worden, welche er zu seinen §. 438 beschriebenen Versuchen benutzte. Die Intensität des den Magnet erregenden Stromes wurde mittelst einer Sinusboussole abgelesen. Es ergab sich u. A. der Torsionswinkel T, durch welchen bei verschiedenen 456

[1]) Vgl. auch v. Feilitzsch, Pogg. Ann. Bd. XCIII, S. 248. 1854.*

Intensitäten I verschiedene Stäbchen in ihre Gleichgewichtslage zurückgeführt wurden (die Werthe T sind das Mittel aus zwei bei entgegengesetzter Magnetisirung des Magnetes angestellten Beobachtungen:

Stab von weissem Wachs, 35mm lang, 5mm dick			Wismuthstab. 25mm lang, 1,933grm schwer, in Wasser eingesenkt		
$100\, I$	T	$c\frac{T}{I^2}$	$100\, I$	T	$\frac{T}{I^2}$
18,22	— 3°,42	—1,029	11,23	— 3,20	—2,536
34,47	—12,18	—1,025	39,37	— 40,00	—2,580
52,99	—28,25	—1,012	65,76	—110,45	—2,544

Die negativen Vorzeichen geben die Abstossung an. Viele andere Versuche ergaben analoge Resultate. Wurde auf das eine Ende des Wachsstäbchens ein kleines Stückchen Eisen von kaum $^1/_{10}$mgr Gewicht geklebt, so wurde das Stäbchen von den Magnetpolen angezogen. Um es dann über die Gleichgewichtslage hinaus von den Magnetpolen zu entfernen, erhielt man folgende Werthe der Torsion T

I	T	T_b	$T—T_b$	$\frac{T—T_b}{I^2}$
19,11	19,75	— 3,73	+ 23,48	+6,43
35,24	72,42	—13,89	+ 86,31	+6,35
50,33	134,90	—25,90	+160,80	+6,35

Die Werthe T_b geben die Torsionswinkel an, welche erforderlich sind, um das Wachsstäbchen allein in der Gleichgewichtslage zu erhalten; die Werthe $T—T_b$ entsprechen mithin der Anziehung des Eisens für sich durch den Magnet. Aus allen diesen Versuchen ist ersichtlich, dass, sobald noch nicht der Sättigungspunkt des Eisens erreicht ist, die magnetische Anziehung desselben ebenso wie die diamagnetische Abstossung dem gleichen Gesetze folgen. Beide sind dem Quadrat der auf die Körper einwirkenden magnetisirenden Kraft proportional.

Die Grösse des magnetischen Momentes, welches durch die äusseren Kräfte in den diamagnetischen wie den magnetischen Körpern erzeugt wird, ist also direct der magnetisirenden Kraft proportional[1]).

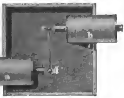
457 Dasselbe Resultat ergiebt eine Beobachtungsreihe von Tyndall[2]).

Zwischen die beiden Pole zweier geradliniger Elektromagnete $a\,b$ wurde in einem Kasten (Fig. 222) an einem Silberfaden ein leichter Hebelarm cd auf-

[1]) E. Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. T. XXXII, p. 72. 1851.* —
[2]) Tyndall, Phil. Mag. [4.] Vol. II, p. 165;* Pogg. Ann. Bd. LXXXIII, S. 384. 1851.*

gehängt, welcher an seinen Enden löffelartige Vertiefungen hatte. In diese Vertiefungen wurden Kugeln von verschiedenen diamagnetischen Körpern, z.B. von Kalkspath u. s. f., in verschiedenen Lagen eingelegt. Der Silberfaden war oben an dem Kopf einer Torsionswage befestigt. Unter dem Hebelarm war eine Kreistheilung auf dem Boden des Kastens angebracht, an welcher die Drehung des Hebels vermittels eines an seinem Ende befestigten Glasfadens abgelesen wurde. Wurden die Magnete durch verschieden starke Ströme magnetisirt, so wurden die Kugeln von den Polen abgestossen, konnten indess durch Drehung des Silberdrathes stets in derselben Entfernung (2^{mm}) von ihnen festgestellt werden. Die Drehungswinkel ergaben dabei die Kraft der jedesmaligen Abstossung.

Fig. 222.



Bezeichnet man die Intensität der Ströme mit I, den zur Einstellung der diamagnetischen Kugeln bei den beschriebenen Versuchen erforderlichen Torsionswinkel mit T, so muss hiernach

$$T = const.\ I^2 \text{ oder } \sqrt{T} = const.\ I \text{ sein.}$$

Es ergab sich aber u. A. bei

Wismuthkugeln von 8^{mm} Durchmesser			Schwefelkugeln von 13^{mm} Durchmesser		
I	$\sqrt{T}$	11,7 I	I	$\sqrt{T}$	6,7 I
0,176	2,23	2,06	0,364	2,45	2,44
0,577	6,50	6,74	0,595	3,87	3,98
0,839	10,00	9,81	0,880	5,90	5,89
1,192	13,96	13,95	1,376	9,42	9,22

Die Schwefelkugeln enthielten geringe Mengen Eisen; dennoch überwog die diamagnetische Abstossung und das ausgesprochene Gesetz bewährte sich. — Dasselbe Resultat ergaben Kugeln von eisenfreiem Kalkspath von 9,2 und $10,8^{mm}$ Durchmesser.

Bei anderen Versuchen bestimmte Tyndall[1]) die Schwingungsdauern von Wismuthstäbchen, welche zwischen den Polen eines Elektromagnetes aufgehängt waren, und von denen das eine in der äquatorialen Lage sich einstellte, das andere aber so aus einer krystallinischen Masse geschnitten war, dass die Spaltungsrichtung auf seiner Längsaxe vertical stand. Dasselbe stellte sich mit letzterer axial ein (s. Diamagnetismus der Krystalle). Ebenso wurde die Schwingungsdauer von einem Stäbchen von Eisenvitriol bestimmt, welches sich axial stellte, und von Spatheisensteinpulver, welches in der gegen seine Längsaxe senkrechten Richtung comprimirt war und sich

[1]) Tyndall, Phil. Trans. 1855, pag. 16.*

daher mit der Längsaxe äquatorial einstellte. Diese Schwingungsdauer wurde mit den Oscillationsdauern der Wismuthstäbchen und denen eines Eisenstäbchens verglichen, welches in der auf der Verbindungslinie der Pole senkrechten Horizontallinie in einiger Entfernung von dem Magnet aufgehängt war. Die Intensität I des den Magnet erregenden Stromes wurde durch eine Tangentenboussole bestimmt.

Während die Intensität im Verhältniss von 68 : 411 sich änderte, nahmen die durch die Schwingungsdauern der Stäbchen gemessenen Abstossungen und Anziehungen derselben genau nach demselben Gesetze zu; sie waren nicht ganz dem Quadrat der magnetisirenden Ströme proportional, sondern näherten sich alle in gleicher Weise einem Maximum, da der Magnetismus des Magnetes einem solchen nahe kam, aber in dem entfernteren Eisenstäbchen ebensowenig wie bei den diamagnetischen Wismuthstäbchen selbst schon ein solches eintrat.

Aehnliche Resultate hat auch Joule [1]) erhalten.

458 Dasselbe Gesetz bestätigen einige Versuchsreihen von Reich [2]). Es wurde an dem einen Ende des Armes einer Drehwage eine 484,1$^{\mathrm{grm}}$ schwere Wismuthkugel befestigt und vor derselben ein geradliniger 32$^{\mathrm{mm}}$ dicker und 440$^{\mathrm{mm}}$ langer Elektromagnet aufgestellt, der in der Mitte mit einer Drathspirale umgeben war, durch welche ein Strom geleitet wurde, dessen Intensität i an einer Sinus- und Tangentenboussole gemessen wurde. Die durch die Spiegelablesung bestimmte Drehung d des Hebelarms der Drehwage in Folge der Abstossung der Wismuthkugel vom Magnet ergab sich z. B. bei einer Versuchsreihe bei verschiedenen Stromintensitäten

d	const. i (Mittel)	const. i^2
1	1	1
2,6636	1,7298	2,9820
4,4700	2,2335	4,9887
6,4550	2,6647	7,1506

Es nimmt also die Abstossung in etwas schwächerem Verhältniss zu, als die Quadrate der Stromintensitäten, was wohl schon daraus erklärlich ist, dass bei der Drehung des Hebelarms die Wismuthkugel sich weiter von den Magnetpolen entfernt. Die diamagnetische Polarität des Wismuths würde mithin der auf sie wirkenden Magnetkraft direct proportional sein.

Dasselbe Gesetz ergiebt sich auch, wenn die Intensität der auf die diamagnetischen und magnetischen Körper wirkenden magnetisirenden Kraft durch Entfernung der Magnetpole von denselben geändert wird. Dies zeigt sich bei einigen ferneren Versuchen von Reich [2]), bei

---

1) Joule, Phil. Mag. [4.] Vol. III, p. 32. 1852.* — 2) Reich, Pogg. Ann. Bd. XCVII, p. 283. 1856.* Aeltere Versuche desselben, Pogg. Ann. Bd. LXXIII, S. 60. 1848*, hatten kein einfaches Gesetz ergeben.

denen er der an dem Hebelarm der Drehwage befestigten Wismuthkugel verschiedene (32) Magnetstäbe einzeln und nebeneinander liegend näherte. Das magnetische Moment *m* der Stäbe war durch ihre Einwirkung auf eine Compassnadel geprüft worden. Durch die diamagnetische Abstossung wird die Entfernung der Kugel von den Magneten vermehrt. Wenn man annehmen kann, dass sowohl die in den Wismuthkugeln indirect erzeugte diamagnetische Polarität, als auch die bei gleichbleibender Polarität auf dieselben ausgeübte Abstossung mit dem Quadrat der Entfernung von den Magnetpolen abnimmt, so werden die durch die Spiegelablesung bestimmten Drehungen *d* des Hebels der Drehwage sich wie die vierten Potenzen jener Entfernungen und wie die Quadrate der Momente *m* verhalten müssen. Dies zeigt auch folgende Tabelle:

m	d	$k \dfrac{m^2}{(const. + d)^4}$
1	1	1
1,4442	2,1772	2,0347
2,0378	3,9016	3,9080
2,6148	6,0866	6,1504

Auch **Matteucci**[1]) beobachtete vermittelst einer Torsionswage, deren Hebel an einem Ende einen kleinen Wismuthwürfel oder eine aus Wismuthpulver und Harz bestehende Kugel trug, die vor einer aus zwei Windungsreihen bestehenden Spirale hing, dass die Abstossung der Körper durch die Spirale viermal so gross war, wenn derselbe Strom durch beide Windungsreihen ging, als durch eine. 459

Bei einem anderen Versuch stellte er vor dem Ende einer mit einem Eisenkern mit breiter Polfläche versehenen horizontalen Drathspirale zwei, ihren Windungen parallele und gleich grosse Drathkreise von einer und zwei Windungen in solchen Entfernungen auf, dass die beim Oeffnen und Schliessen des Stromes der Spirale in beiden Drathkreisen inducirten Strömen sich gerade aufhoben, als dieselben im entgegengesetzten Sinne mit einander und mit einem Galvanometer verbunden waren. Dann verhielt sich die elektromotorische Kraft der Induction durch den Magnet in beiden Entfernungen wie 2:1. Wurden nun ganz genau an dieselben Stellen zwei an den Hebelarmen zweier Drehwagen befestigte Wismuthscheibchen gebracht, und dann der Strom durch die Spirale des Elektromagnetes geleitet, so verhielten sich die Torsionen, welche die abgestossenen Scheibchen an jene Stellen zurückführten, ebenfalls wie 2 : 1. Dieses Resultat ist jedenfalls nicht ganz richtig, denn da die magnetische Wirkung an jenen Stellen sich wie 1 : 2 verhält, so müsste dies auch in Betreff der Polarität der Wismuthscheiben gelten, das Verhältniss ihrer Abstossungen bei ihrer ungleichen Entfernung vom Magnetpol also grösser sein.

---

1) **Matteucci**, Ann. de Chim. et Phys. T. LVI, pag. 193 u. 207. 1859.*

Vermuthlich ist dies Resultat durch die ungleiche Vertheilung des Magnetismus auf der grossen Polfläche des Eisenstabes bedingt.

460 Endlich hat auch Christie[1]) durch Versuche an dem Diamagnetometer mit astatischem System nachgewiesen, dass das in Wismuthstäben inducirte diamagnetische Moment der Intensität der durch die Spiralen des Apparates geleiteten Stromes proportional ist. Er verfuhr dabei wie Tyndall (§. 446) und setzte das diamagnetische Moment K des Wismuths proportional den Ablenkungen des astatischen Systems, welche jedesmal mit dem umgekehrten Quadrat der Schwingungsdauer desselben multiplicirt wurden (vgl. §. 443). So ergab sich bei Anwendung verschiedener Stromintensitäten:

Zahl der Grove'schen Elemente	I	$\frac{I}{K}$
1	16,77031	10646,76
2	26,08649	11090,42
3	34,05932	11376,75
4	46,57311	10729,93

Nach derselben Methode hat Arndtsen[2]) das magnetische Moment von Glasröhren untersucht, die mit Lösung von Eisenvitriol und Eisenchlorid gefüllt waren; bei einer Steigerung der Intensität des die Spiralen durchlaufenden Stromes im Verhältniss von 1 : 4 : 17 hat derselbe keine Abweichung von der Proportionalität des magnetischen Momentes jener Körper mit der auf sie wirkenden magnetisirenden Kraft beobachtet.

461 Bei bedeutenden magnetisirenden Kräften scheint sich indess die magnetische Anziehung und diamagnetische Abstossung bei allen Körpern, wie beim Eisen, schneller oder langsamer einem Maximum zu nähern.

Als z. B. E. Becquerel das magnetische Verhalten eines Glasstabes erst in der Luft und sodann in einer Lösung von schwefelsaurem Nickeloxyd von specif. Gewicht 1,0827 vermittelst seines §. 438 beschriebenen Apparates unter Anwendung verschiedener Intensitäten I der den Magnet erregenden Ströme untersuchte, fand er die betreffenden Anziehungen R_l und R_n

$10\,I$	R_l	R_n	$R_l - R_n$	$\frac{R_l - R_n}{I^2}$
2,179	— 3	— 5,45	+ 2,45	0,516
3,990	—10,1	—19,00	+ 8,90	0,559
5,614	—20,15	—36,45	+16,30	0,517
6,719	—29	—51,60	+22,60	0,501

[1]) Christie, Pogg. Ann. Bd. CIII, S. 589. 1858.* — [2]) Arndtsen, Pogg. Ann. Bd. CIV, S. 600. 1858.*

Setzen wir den Werth R_l der diamagnetischen Abstossung des Glasstabes in der Luft derselben Abstossung im luftleeren Raum gleich, so ist der Werth $R_l - R_n$ gleich dem Magnetismus des vom Glasstab verdrängten Volumens der Lösung. Die Anziehnng der letzteren nimmt also etwas langsamer zn, als das Quadrat der magnetisirenden Ströme, wobei freilich immer noch möglich wäre, dass auch der Magnetismns des Magnetes sich schon ein wenig seinem Maximum genähert hätte.

Bei anderen stärker magnetischen Substanzen, z. B. Lösnng von Eisenchlorür, Wachsstäbchen, in welche Platinschwamm eingeknetet ist, eisenhaltigen Stäbchen von Kohle oder unreinem Zink hat Becquerel im Gegentheil beobachtet, dass das Verhältniss ihrer Anziehungen durch den Magnet bis zu einer Grenze schneller wächst als das Quadrat der magnetisirenden Kraft. Dies konnte einmal davon herrühren, dass die Körper auf die Vertheilung des Magnetismus in den Magnetpolen einwirken, sodann aber namentlich davon, dass bei stärkeren magnetisirenden Kräften die getrennten magnetischen Molekülen der Körper wechselseitig auf einander in einem schnell zunehmenden Verhältniss magnetisirend einwirken, und so das magnetische Moment der Körper schneller zunimmt als die magnetisirende Kraft selbst.

Beim Wismuth hat E. Becquerel die Annäherung an das Maximum nicht nachweisen können.

Letzteres ist indess Plücker[1]) gelungen, welcher auf die abgerundeten Polflächen der Halbanker eines starken Elektromagnetes kugelförmige Gefässe von Glas aufsetzte, welche mit flüssigen oder gasförmigen oder auch festen, meist mit Schmalz verriebenen Substanzen gefüllt waren. Die Gefässe hingen an dem einen Arm einer aus Glas construirten Wage. Ihre Anziehung nnd Abstossung wurde bestimmt, indem die Wage anf der einen oder anderen Schale belastet wurde, bis die Gefässe von den Polen abgerissen oder gerade bis zur Berührung ihnen genähert wurden. 462

Es wurde der Magnet nach einander durch 1, 4, 9 oder 16 Grove'sche Elemente, welche zu zweien, dreien, vieren neben einander geordnet waren, erregt; die Stromintensität wnchs dabei auf das 2-, 3- und 4 fache, wenn man die Voraussetzung macht, dass die Grove'schen Elemente einander gleich waren. Da der Magnetismus des Magnetes nicht in gleichem Verhältniss mit der Intensität des erregenden Stromes zunimmt, so sucht Plücker denselben anf einem indirecten Wege abzuleiten (vgl. die Originalabhandlung). Eine directere Bestimmnng, wie sie z. B. durch die Beobachtung von Inductionsströmen möglich wäre, die in einem in der Höhe des Magnetpoles um seinen Diameter herumgedrehten Drathringe erzeug würden, ist zwar ziemlich umständlich, wäre indess doch wohl wünschenswerth. Plücker erhält für die Magnetismen m, welche in den einzelnen Stoffen durch Einwirknng des Magnetes erregt werden, folgende Zahlenwerthe:

1) Plücker, Pogg. Ann. Bd. XCI, S. 1 1854.

Magnetisirende Kraft.

	1	2	2,9	3,45	4	∞	α
Kobaltoxydhydrat .	1	1,925	2,66	2,95	3,39	7,826	+ 2178
Sanerstoff	1	1,855	2,47	2,82	3,18	5,422	
Wismuth u. Phosphor	1	1,81	2,39	2,66	3,05	4.615	— Bi 23,6 P 16,5
Nickeloxyd	1	1,715	2,14	2,28	2,54	3,516	+ 287
Eisenoxyd	1	1,575	1,88	2,03	2,23	2,647	+ 759
Eisen	1	1,38	1,51	1,61	1,69	1,915	+ 1000000
Kobalt	1	1,325	1,41	1,46	1,49	1,742	+ 1009000
Nickel	1	1,20	1,21	1,22	1,225	1,324	+ 465800

Die unter α verzeichneten Zahlen geben die Werthe, mit denen die in jeder Reihe unter 1, 2, . . . angeführten relativen Magnetismen der bei jedem Stoff bei Einwirkung verschiedener magnetisirender Kräfte zu multipliciren sind, um die bei verschiedenen Stoffen erhaltenen Resultate vergleichen zu können.

Der Werth des Maximums des Magnetismus in der Columne ∞ ist von Plücker nach der von Müller gegebenen Formel

$$m = C \, arc \, tg \, \frac{p}{const.}$$

berechnet, in der m den Magnetismus der Stoffe, p die magnetisirende Kraft bedeutet. Nach diesen Angaben nähern sich die temporären Magnetismen aller Stoffe mit zunehmender magnetisirender Kraft einem Maximum, indess verschieden schnell, wie dies die Reihefolge derselben in obiger Tabelle erkennen lässt. — Bemerkenswerth ist, dass bei schwachen magnetisirenden Kräften der Magnetismus des Kobalts hiernach grösser sein müsste, als der des Eisens, und erst bei stärkeren magnetisirenden Kräften der temporäre Magnetismus des letzteren überwöge. (Das analoge Resultat hat Arndtsen (l. c.) in Bezug auf Nickel erhalten.)

Auch bei den diamagnetischen Substanzen, Wismuth und Phosphor, wäre eine Annäherung ihrer diamagnetischen Wirkung an das Maximum zu beobachten; die Schnelligkeit, mit der dieselbe stattfindet, wäre indess bei den beiden untersuchten Stoffen dieselbe.

463 Auf der verschieden schnellen Annäherung der magnetischen Anziehung und der diamagnetischen Abstossung der Körper durch die Magnetpole an ein Maximum mit wachsender magnetisirender Kraft beruht das eigenthümliche Verhalten, welches Gemenge von magnetischen und diamagnetischen Substanzen vor den Magnetpolen zeigen.

Hängt man z. B. einen aus magnetischen und diamagnetischen Substanzen gemengten Stab, z. B. von Holzkohle oder Kirschbaumrinde, an einem Coconfaden horizontal vor den Polen des Elektromagnetes auf, so stellt er sich bei schwacher Erregung desselben axial, vertauscht die Lage

aber mit der äquatorialen, wenn die Magnetisirung stärker wird [1]). In ganz analoger Weise wächst die Anziehung eines mit Eisenoxyd und Wismuthpulver oder mit unreinem, eisenhaltigem Quecksilber gefüllten, über einem Magnetpol an dem einen Arm eines Wagebalkens aufgehängten Uhrglases langsamer als die eines rein magnetischen Körpers, z. B. des Eisens, und bei starker Magnetisirung kann das Uhrglas eben so stark abgestossen, wie bei schwacher Magnetisirung angezogen werden. Der Grund hiervon kann folgender sein: Nimmt die auf die magnetischen und diamagnetischen Substanzen wirkende magnetische Kraft allmälig zu, so wächst die Anziehung der ersteren so wie die Abstossung der zweiten zuerst proportional dem Quadrate des Magnetismus. Wird aber die Magnetisirung stärker, so erreicht der Magnetismus der magnetischen Substanzen nach und nach ein Maximum, über welches hinaus derselbe nicht mehr zunimmt. Viel langsamer geschieht diese Annäherung an ein Maximum bei der Abstossung der diamagnetischen Substanzen, so dass letztere noch zunimmt, während erstere schon das Maximum erreicht hat und sie sogar übertreffen kann, so dass dann an Stelle der Anziehung eine Abstossung tritt [2]).

In gewissen Fällen kann indess die bei stärkeren Stromintensitäten stattfindende scheinbare Umkehrung des magnetischen Verhaltens der Körper in das diamagnetische Verhalten auf anderen Gründen beruhen. 464

Legte **Tyndall** [3]) auf das eine Ende des Hebels seiner Drehwage (§. 457) eine Wismuthkugel und klebte auf diese ein Stückchen Spatheisenstein, so war die vereinte Masse zuerst magnetisch, es bedurfte einer Torsion t des den Hebel tragenden Fadens, um dieselbe in einiger Entfernung vom Magnet festzuhalten. Wurde aber die Intensität des den Magnet erregenden Stromes verstärkt, so trat eine Abstossung, also ein Ueberwiegen des Diamagnetismus ein. Dasselbe ergab sich, als auf die eine Seite des Hebels eine diamagnetische Wismuthkugel, auf die andere eine schwach magnetische Zinkkugel gelegt wurde. Erst überwog der Magnetismus den letzteren, dann bei stärkerer Erregung der Magnete der Diamagnetismus der ersteren.

In beiden Fällen hatte sich **Tyndall** überzeugt, dass die Anziehung des Spatheisensteins und Zinks ebenso wie die Abstossung des Wismuths genau dem Quadrat der Intensität des magnetisirenden Stromes entsprach, und also noch keine Sättigung mit Magnetismus eingetreten war. Der Grund dieser Erscheinung liegt indess auch nicht in einer schnelleren Zunahme der diamagnetischen Abstossung mit wachsender Stromintensität, sondern darin, dass die Torsion des Fadens gleichzeitig mit der magnetischen Anziehung der diamagnetischen Abstossung entgegenwirkt. Bezeichne s die der ersten Intensität i des

---

1) **Plücker**, Pogg. Ann. Bd. LXXIII, S. 617;* Bd. LXXIV, S. 362;* Bd. LXXV, S. 413. 1848.* — 2) **Müller** aus Freiburg, Pogg. Ann. Bd. LXXXIII, S. 115. 1851.* — 3) **Tyndall**, Pogg. Ann. Bd. LXXXIII, S. 394. 1851.*

Stromes entsprechende Anziehnng des Zinks oder Spatheisens, d die dabei stattfindende Abstossung des Wismnths, t die durch die Torsion des Fadens entwickelte Kraft, welche die überwiegende Abstossung äquilibrirte, so ist in dieser Gleichgewichtslage

$$d = s + t.$$

Wird die Intensität des magnetisirenden Stromes auf das n fache gebracht, so wachsen die Werthe d und s auf das n^2fache. Dann ist aber offenbar

$$n^2 d > n^2 s + t.$$

Es tritt also ein Ueberwiegen der diamagnetischen Abstossung ein.

Ein analoger Uebergang aus der axialen in die äquatoriale Lage könnte sich zeigen, wenn man nur einen aus magnetischen nnd diamagnetischen Substanzen gemengten Stab an einem Coconfaden in horizontaler Lage zwischen den Polen eines Elektromagnetes aufhängt und allmälig die Intensität des magnetisirenden Stromes vermehrt.

465 Dieselbe Umkehrung des magnetischen Verhaltens gemischter Körper in das diamagnetische findet statt, wenn man die auf dieselben wirkende magnetische Kraft dadurch verstärkt, dass man die Körper in weiterer Entfernung vor einem Magnetpol aufhängt und denselben nun allmälig den Körpern nähert [1]).

Man hatte aus dieser Umkehrung anfangs den unrichtigen Schluss gezogen, dass die diamagnetische Abstossung mit der Entfernung von den Magnetpolen schneller abnehme als die magnetische Anziehung, während doch beide nach demselben Gesetz sich vermindern müssen, da beide in gleichem Verhältniss mit der Intensität der magnetisirenden Kraft zunehmen, wenn nicht eine Annäherung an das Maximum oder sonstige secundäre Störungen eintreten.

Misst man die Abnahme der Anziehnng einer Eisenkugel mit der Entfernnng vom Magnetpol, indem man sie an eine Wage hängt und direct oder bei Zwischenlegung einer Glasplatte von $^1/_{15}''$ Dicke von einem Magnetpol abreisst, und reisst man ebenso durch die Torsionswage eine anf ihren Hebel gelegte Kngel von Eisenvitriol in gleicher Weise von dem Pol eines horizontal liegenden Magnetstabes ab, so zeigt sich, dass sich durch Zwischenlegung des Glases die Anziehung beim Eisen im Verhältniss von $1 : {}^1/_{90}$, beim Eisenvitriol fast nicht vermindert hat. Ebenso vermindert sich die Anziehung des Eisens auf $^2/_3$ schon bei Zwischenlegung eines Papiers von 0,001″ Dicke, die des Spatheisensteins erst bei einem Abstand von $^1/_7''$. Es nimmt also die Anziehung des Eisens mit der Entfernung von den Magnetpolen schneller ab, als die der Eisensalze [2]). Bei diamagnetischen Substanzen, z. B. Wismnthkugeln, nimmt gleichfalls mit der Entfernung die Abstossnng langsamer ab als die An-

[1]) Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXII, S. 348. 1847.* — [2]) Tyndall l. c. S. 415.*

ziehung des Eisens. Man kann sich hiervon überzeugen, wenn man auf den Hebel der Torsionswage eine Wismuthkugel legt und auf dieser ein Stückchen Eisen befestigt. Stellt man den Faden der Drehwage so, dass die Kugel vor der Erregung des Magnetes in einem grösseren Abstand von dem Pole desselben sich befindet, so wird dieselbe bei der Schliessung des den Magnet erregenden Stromes abgestossen; hat man aber den Faden vorher so eingestellt, dass die Kugel dem Magnet nahe steht, so tritt eine Anziehung ein. Diese Erscheinung, welche indess nur beim Eisen, nicht bei anderen magnetischen Substanzen hervortritt, ist gerade umgekehrt, wie die von **Plücker** beobachtete. Sie beruht wohl darauf, dass der im Eisen vertheilte bedeutende Magnetismus bei der Annäherung an den Magnetpol in diesem selbst wieder Magnetismus vertheilt, und so die Anziehung bedeutend verstärkt wird, während diese Rückwirkung bei den sonstigen weniger magnetischen und diamagnetischen Substanzen kaum stattfinden kann [1]).

Eine permanente Magnetisirung, welche nach Aufhebung der magnetisirenden Kräfte in den Körpern zurückbleibt, lässt sich ausser beim harten Eisen, Nickel und Kobalt noch bei einer Anzahl eisenoxydul- oder schwefeleisenhaltiger Mineralien, beim Eisenglimmer, beim Eisenglanz und Magnetkies, Titaneisen, beim gediegenen uralischen Platin u. s. f. nachweisen [2]). Mittelst des Sideroskops von **Lebaillif** oder einer anderen astatischen Nadel kann man auch beim Eisenoxyd, beim Iridium, ebenso bei unreinem Zink [3]), bei Holzkohle dieselbe darthun. In den letzteren Fällen dürften indess wohl Theilchen von kohlehaltigem Eisen die permanente Polarität bedingen [4]). Eisenchlorürlösung zeigt dagegen nach **Matteucci** [5]) keine permanente Polarität. — **Plücker** [6]) glaubt auch bei den diamagnetischen Körpern eine gewisse permanente Polarität nachweisen zu können. Er hängte zwischen die konisch zugespitzten und vorn abgerundeten Pole eines sehr starken Elektromagnetes an einem Coconfaden ein Wismuthstäbchen in axialer Lage auf und verhinderte es durch ein neben der einen Polspitze aufgestelltes senkrechtes Glasstäbchen, bei Erregung des Magnetes die äquatoriale Lage einzunehmen. Durch die Torsion des das Stäbchen tragenden Fadens wurde dasselbe schwach gegen das Glasstäbchen gedrückt, wobei es einen kleinen Winkel mit der axialen Linie machte. Wurde nun der Elektromagnet in Thätigkeit gesetzt, und sodann seine Polarität **plötzlich** umgekehrt, so bewegte sich das Stäbchen erst gegen die axiale Lage hin, und entfernte sich dann wieder von derselben. Bei Unterbrechung des Stromes und **langsamer** Schliessung in entgegengesetzter Richtung zeigte sich die Erscheinung nicht. Hiernach sollte die 466

---

1) Vgl. auch **Thomson**, Phil. Mag. [3.] Vol. XXXVII, p. 252. 1850.* — 2) Vgl. **Greiss**, Pogg. Ann. Bd. XCVIII, S. 478. 1856.* — 3) **E. Becquerel**, Ann. de Chim. et de Phys. [3.] T. XXXII, p. 85. 1851.* — 4) **Oersted**, Pogg. Ann. Bd. LXXV, S. 453. 1848.* — 5) **Matteucci**, Compt. rend. T. XXXVI, p. 917. 1853.* — 6) **Plücker**, Pogg. Ann. Bd. LXXXVI, S. 6. 1852.*

Polarität des Stäbchens erst einige Zeit nach der Umkehrung des den Magnet erregenden Stromes wechseln. Es wäre indess möglich, dass beim Oeffnen dieses Stromes im Wismuthstäbchen ein demselben gleichgerichteter Inductionsstrom entstände, ebenso wie in der Masse des Magnets und auch in der den Magnet umgebenden Spirale, durch deren Wechselwirkung zuerst eine Anziehung des Stäbchens gegen die Magnetpole bedingt würde, bis nach der Umkehr des magnetisirenden Stromes diese Inductionsströme allmälig verschwänden, und die neue Polarität des Magnets und Wismuthstäbchens völlig hervorträte.

Es könnte auch sein, dass das Wismuthstäbchen, welches gegen das Glasstäbchen gedrückt wurde, bei der Erregung des Magnetes sich in Folge der Repulsion, statt in die Lage *ac* (Fig. 223) ein wenig schräg in die Lage *ab* stellte. Beim Oeffnen des den Magnet erregenden Stromes kehrt es dann in seine Gleichgewichtslage *ac* vor der Magnetisirung zurück und schwingt durch das Beharrungsvermögen und die Torsion des Fadens gegen die Pole hin oder auch über sie hinaus. Da nun beim Umkehren der Richtung des den Magnet erregenden Stromes stets eine gewisse Zeit bis zum völligen Eintritt der neuen Magnetisirung vergeht, so könnte in derselben wohl die beschriebene Bewegung vor sich gehen[1]). Tyndall und auch E. Becquerel (l. c.) ist der Nachweis eines permanenten Diamagnetismus des Wismuths durchaus nicht gelungen.

Fig. 223.



467 Wir haben schon §. 431 darauf aufmerksam gemacht, dass das Verhalten von Eisenstäben und schwächer magnetischen Körpern, z. B. schwach eisenhaltigen Messingdräthen, Röhren voll Eisenoxyd, vor flachen Magnetpolen ein verschiedenes ist, in dem erstere sich axial, letztere äquatorial einstellen können. Wir haben als Grund dafür angeführt, dass die einzelnen durch den Magnet magnetisirten Moleküle des Eisens gegenseitig richtend aufeinander einwirken, während bei den anderen Körpern der in den einzelnen Molekülen erregte Magnetismus so äusserst gering im Verhältniss zu der von aussen wirkenden magnetischen Kraft ist, dass die gegenseitige Richtkraft der Moleküle gänzlich zu vernachlässigen ist.

Sind in diesem letzteren Fall verschiedene Mengen des magnetischen Stoffes in demselben Raum vertheilt, so ist das in ihnen durch gleiche magnetisirende Kräfte erzeugte Moment ihrer Masse proportional, wie dies schon Coulomb bei fein in Wachs vertheiltem Eisen beobachtete (§. 322). Auch Plücker[2]) hat eine Glaskugel mit Schmalz gefüllt, und sie an der einen Wagschale einer Wage über den einen Pol eines Magnetes oder zwischen die auf beide Pole desselben gelegten Halbanker gehängt, so dass sie den

---

1) Tyndall, Phil. Trans. 1855. S. 37.* — 2) Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXIV, S. 321. 1848.*

Pol oder die Halbanker gerade berührte. Wurde der Magnet erregt, so wurde die Kugel abgestossen und man musste Gewichte — g auf die ihr zugewandte Wagschale legen, um sie wieder in ihre frühere Stellung zu bringen. Wurden nun dem Schmalz verschiedene Mengen feinen Eisenpulvers zugesetzt, so wurde die Kugel angezogen, und man musste die Gewichte G auf die andere Wagschale legen, um sie von den Magnetpolen abzureissen. Es entsprach der Werth $G + g$, d. i. die Anziehung des Eisens, dem Gewichte des letzteren. Dasselbe Resultat erhielt Plücker, als er die Kugel mit Wasser füllte und sodann diesem verschiedene Mengen Eisenchlorür zusetzte.

Würde bei den diamagnetischen Substanzen eine gegenseitige Einwirkung ihrer Theilchen aufeinander stattfinden, so würde dadurch das diamagnetische Moment derselben verkleinert werden, indem jedes durch die äussere Kraft polarisirte Molekül im benachbarten Molekül eine ihm entgegengesetzt gerichtete Polarität erzeugte. — Indess lässt sich auch hier bei der Schwäche der diamagnetischen Polarität eine solche Wechselwirkung der Theilchen nicht mit Sicherheit nachweisen. So fand Matteucci [1]), dass gleich lange, aber verschieden weite Papierröhren, mit verschieden grob oder fein gepulvertem und verschieden stark gepresstem Wismuthpulver gefüllt, zwischen den Polen eines Elektromagnetes gleiche Schwingungsdauer zeigten. Füllte er eine an dem Ende des Hebelarmes einer Drehwage befestigte Glaskugel mit verschiedenen Mengen (1 bis $6{,}5^{grm}$) von Wismuthpulver, welches gröber und feiner gepulvert war, so wurde dieselbe von dem Pol eines Magnetes mit Kräften zurückgestossen, die dem Gewicht des Pulvers direct entsprachen. Dasselbe Verhalten ergab sich beim Schwefel, Harz und bei der Stearinsäure. 468

Hieraus folgt, dass ein Wismuthstab, der sich in der Mitte einer langen Spirale befindet und an allen Stellen gleichen magnetisirenden Kräften ausgesetzt ist, auch in allen Molekülen gleiche diamagnetische Momente erhält. Man kann daher auf seiner ganzen Länge keinen freien Magnetismus wahrnehmen; derselbe ist nur an seinen Enden angehäuft. Als daher Christie (l. c.) Wismuthstäbe im Diamagnetometer dem astatischen System in verschiedenen Lagen gegenüberstellte, fand er fast gleiche Ablenkungen desselben, so lange sich die mittleren Theile der Stäbe in der Ebene des Systems befanden. Nur an den äussersten Enden und ein wenig über diese hinaus zeigte sich eine Zunahme der Ablenkung, wie sich leicht aus der Berechnung der Wirkung der beiden polaren Enden der Stäbe auf das System ergiebt.

Bei Pulvern von Gold, Silber und Kupfer hat indess Matteucci [2]) beobachtet, dass, je feiner dieselben vertheilt werden, je schlechter ihre elektrische Leitungsfähigkeit also wird, desto mehr ihr Diamagnetismus zunimmt. So fand er die diamagnetische Abstossung A gleicher Massen: 469

[1]) Matteucci, Ann. de Chim. et de Phys. T. LVI, p. 193. 1859.* — [2]) l. c. S. 212.

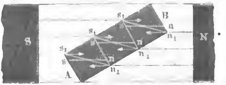
	Gewicht gleicher Volumina	A
Gold . .	11,355 bis 1,2grm	1 bis 1,73
Silber . .	4,77 bis 1,16grm	1 bis 1,55

Dieses Verhalten wäre um so merkwürdiger, als die erwähnten Metalle äusserst schwach diamagnetisch sind. Es könnte vielleicht auf einer stärkeren Condensation von Feuchtigkeit und von Gasen auf den feineren Pulvern beruhen. Eine genauere Untersuchung desselben wäre wohl sehr wünschenswerth.

Ebensowenig lässt sich bis jetzt eine deutliche Wechselwirkung zwischen zweien diamagnetisch erregten Körpern nachweisen. Als z. B. Matteucci an dem Arm einer Drehwage einen Wismuthwürfel vor dem einen Pol eines Elektromagnetes aufhängte und zwischen den Würfel und den Pol einen zweiten Wismuthwürfel einschob, änderte sich die Stellung des ersten nicht. — War an dem Arm der Drehwage ein Wismutheylinder horizontal befestigt, welcher in der Axe einer grossen, horizontal gelegten Spirale schwebte, so ging derselbe, als in die Spirale ein zweiter Wismutheylinder eingeführt wurde, nach einigen Oscillationen wieder vollständig in seine frühere Lage zurück. — Ebensowenig wirken Tropfen von diamagnetischen Flüssigkeiten aufeinander, welche in einer Eisenlösung zwischen den Magnetpolen schweben [1]).

Würden die einzelnen Theile eines diamagnetischen Mediums, z. B. eines Wismuthstabes, welche durch die Einwirkung zweier Magnetpole in einem gleichartigen Magnetfelde polarisirt sind, auf einander einwirken, so würden sie gegenseitig ihre Polarität schwächen [2]). Wäre z. B. $n s$ (Fig. 224) die Richtung der durch die Magnetpole S und N in den Theilen des Stabes AB erzeugten Polarität, so würden in Folge davon die diamagnetischen Axen der Moleküle sich ein wenig neigen in die Lagen $n_1 s_1$. Durch die Magnetpole würde sich dann der Stab in die axiale Lage parallel den Magnetkraftlinien einstellen. Indess lässt sich diese Wechselwirkung der Theilchen, wie wir schon erwähnt, experimentell durchaus noch nicht nachweisen.

Fig. 224.



[1]) Matteucci, l. c. p. 193; Cours d'induction, Paris 1854. p. 202.* — [2]) Thomson, Phil. Mag. [4.] Vol. IX, p. 290. 1855.* Dieselbe Ansicht hat W. Weber, Phil. Mag. [4.] Vol. X, p. 407. Tyndall hält sie nicht für bewiesen, ibid. p. 422, und Thomson vertheidigt sie, Phil. Mag. [4.] Vol. XI, p. 66.*

II. Quantitative Bestimmungen des Magnetismus und Diamagnetismus verschiedener Körper.

Die quantitativen Verhältnisse der magnetischen und diamagnetischen 470
Momente, welche verschiedene Körper unter Einfluss derselben magnetisirenden Kraft erhalten, sind namentlich bei den schwächer magnetischen und diamagnetischen Stoffen sehr schwer mit Genauigkeit zu bestimmen, da diese Momente sehr klein sind, und eine sehr geringe Beimengung von Eisen sie wesentlich verändern kann. Werden die diamagnetischen Stoffe nur in eiserne Formen gegossen oder mit einem eisernen Instrument bearbeitet, so zeigen sie schon einen schwächeren Diamagnetismus als vorher, oder gar im Gegentheil eine magnetische Anziehung. — Aus diesem Grunde weichen die quantitativen Bestimmungen sehr stark von einander ab.

Zuerst hat **Plücker** eine grosse Reihe von Substanzen untersucht, indem er sie in einem mit einer Glasplatte bedeckten Uhrglase oder in einer Glaskugel von dem einen Pol oder den beiden Halbankern eines grossen Elektromagnetes abriss. Die festen Substanzen waren dabei mit Schweinefett verrieben. Man kann dann durch Division der beobachteten Anziehung oder Abstossung mit dem Gewicht der Substanz das Moment der Gewichtseinheit bestimmen. Der Magnetismus des Magnetes wurde durch Abreissen eines Eisenstäbchens von seinen Polen gemessen.

Die folgenden Tabellen enthalten die so gefundenen Resultate für die magnetischen und diamagnetischen Substanzen.

Die Rubrik M_g enthält die Werthe des Magnetismus gleicher Gewichte der Substanzen, der des Eisens gleich 100000 gesetzt, oder wie **Plücker**[1]) sie nennt, die Werthe des specifischen Magnetismus der Stoffe. Das diamagnetische Verhalten ist durch das —Zeichen angegeben.

Die Rubrik M_n enthält die Werthe des Magnetismus gleicher Gewichte der trockenen Salze in ihren Hydraten und Lösungen;

die Rubrik M_o die Werthe des Magnetismus gleicher Gewichte des Oxydes oder Oxyduls in ihren Hydraten oder Salzen;

die Rubrik M_m die Magnetismen gleicher Gewichte der Metalle Eisen, Nickel, Mangan in ihren Verbindungen;

die Rubrik M_a endlich den Magnetismus eines Atoms der verschiedenen Verbindungen, wenn der eines Atoms Eisen gleich 100000 gesetzt wird.

	M_g	M_n	M_o	M_m	M_a
Eisen	100000	100000	100000	100000	100000
Magneteisenstein	40227	—	—	55552	166656
Eisenoxyd	286	—	206	409	818

1) **Plücker**, Pogg. Ann. Bd. LXXIV, S. 321. 1848.*

	M_g	M_n	M_o	M_m	M_a
Rotheisenstein	134	—	—	191	392
Eisenglanz	533	—	—	761	1522
Eisenoxydhydrat	156	—	—	296	592
Schwefelsaures Eisenoxyd	111	—	—	349	698
Eisenvitriol	78	142	—	385	385
Concentr. Lösung v. salpetersaurem Eisenoxyd	34	95	287	410	820
„ „ „ Eisenchlorid	98	224	516	737	1474
„ „ „ schwefelsaurem Eisenoxyd	58	133	332	474	938
„ „ „ Eisenchlorür	84	190	381	490	490
„ „ „ schwefelsaurem Eisenoxydul	126	219	462	594	594
Nickeloxydul	35	—	—	45	47
Nickeloxydulhydrat	106	—	142	180	190
Lösung von salpetersaurem Nickeloxyd	—	65	164	208	219
„ „ Chlornickel	—	111	171	217	229
Manganoxydhydrat	70	—	78	112	224
Manganoxydoxydul	167	—	—	232	696

Bemerkenswerth ist in dieser Tabelle:

1) der starke Magnetismus des Magneteisensteins;

2) der verschieden starke Magnetismus des Eisenoxydes in verschiedenen Zuständen;

3) das Ueberwiegen des Magnetismus, den z. B. Nickeloxydul in seiner Verbindung mit Wasser im Hydrat besitzt, über den Magnetismus des Oxyduls für sich;

4) dass in den Salzlösungen durch Hinzutreten der Säuren zum Oxyde der Magnetismus des letzteren nicht geschwächt wird.

Bei diamagnetischen Substanzen wurde in gleicher Weise gefunden, wenn der Diamagnetismus des Wassers gleich 100 gesetzt wird:

	Der Diamagnetismus	
	gleicher Volumina	gleicher Gewichte
Wasser	— 100	— 100
Alkohol (specif. Gewicht 0,813)	— 93	— 114
„ („ „ 0,851)	— 122,5	— 143

	Der Diamagnetismus gleicher Volumina	Der Diamagnetismus gleicher Gewichte
Aether	— 93	— 127
Schwefelkohlenstoff	129	— 102
Schwefelsäure (specif. Gew. 1,839)	— 64	— 34
Salpetersäure (specif. Gew. 1,502)	— 71	— 48
Chlorwasserstoffsäure (specif. Gewicht 1,123)	— 114	— 102
Concentrirte Lösung von Kalinmeisencyanür	— 86	— 70
Gepulvertes Kochsalz	—	— 79
„ Wismutboxyd	—	— 35
Schwefelblumen	—	— 71
Terpentinöl	— 107	— 123
Quecksilber	— 314	— 23
Phosphor	— 1,72	— 100

Die diamagnetische Abstossung des Wassers steht zu der magnetischen Anziehung des Eisens bei gleichen Gewichten im Verhältniss von etwa 2,5 zu 100000.

Bemerkenswerth ist endlich, dass das gelbe Blutlaugensalz entschieden diamagnetisch ist, während das rothe Blutlaugensalz magnetisch sich verhält (vgl. §. 434). Gepulvertes rothes Blutlaugensalz wurde bei gleichem Gewicht 7,4mal stärker vom Magnetpol angezogen, als Wasser abgestossen; die magnetische Anziehung einer concentrirten Lösung jenes Salzes verhält sich zu der diamagnetischen Abstossung des Wassers wie 164 : 100.

Einige andere Bestimmuugen von Plücker, welche nicht überall mit den hier angeführten übereinstimmen, haben wir schon §. 462 erwähnt. Bei diesen Bestimmungen dürfte indess der Magnetismus des Eisens zu hoch genommen sein, da es nicht im Zustande der grössten Vertheilung war. Bei späteren Versuchen mit ganz fein vertheiltem Eisen erhielt Plücker das Verhältniss des Magnetismus des Eisens zu dem des Eisenoxyds wie 1000000 zu 891 [1]). — Eine nicht weit hiervon abweichende Zahl 759 liefert die Tabelle §. 462.

Durch ganz ähnliche Versuche hat E. Becquerel [2]) folgende Zahlen für den Diamagnetismus gleicher Volumina gefunden:

---

[1]) Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXXIII, S. 113. 1851.* — [2]) E. Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. [3.] T. XLIV, p. 223. 1855.*

Wasser	— 10	Reines Silber	— 23,2
Reines Kupfer	— 16,8	„ Gold	— 34,7
Galvanoplastisches Kupfer	— 14,1	Wismuth	— 226,7

Vermittelst der Drehwage hat ferner E. Becquerel [1]) mit Hülfe der §. 438 beschriebenen Methode den Magnetismus und Diamagnetismus gleicher Volumina verschiedener Substanzen bestimmt, indem er stets die diamagnetische Abstossung verschiedener fester Körper in Luft oder verschiedenen Flüssigkeiten bestimmte. Die Differenz der erhaltenen Werthe entspricht dem Diamagnetismus der Flüssigkeiten, wenn man den der Luft vernachlässigt. Wir führen nur die Resultate für Flüssigkeiten von bestimmter Zusammensetzung an:

Wasser	— 10
Zink, käuflicher	— 2,5
Wachs, weisses	— 5,68
Schwefel	— 11,37
Blei, käufliches	— 15,28
Phosphor	— 16,39
Selen	— 16,52
Wismuth	—217,6
Absoluter Alkohol	— 7,89
Schwefelkohlenstoff	— 13,30
Concentrirte Lösung von Eisenchlorür	+658,13

Ist der Magnetismus von fein in Wachs vertheiltem Eisen gleich 1000000, so ist der eines gleichen Volums der zuletzt genannten Lösung + 25,7, der des Wassers — 0,4. Bei gleichem Gewicht ist dagegen der Magnetismus der Lösung gleich 140, der des Wassers — 3.

Vergleicht man die von Plücker und E. Becquerel gefundenen Verhältnisse des Magnetismus von feinvertheiltem Eisen, Wismuth und Wasser bei gleichen Gewichten, so erhält man dasselbe

	Eisen	Wismuth	Wasser
nach Plücker (§. 462)	1000000	— 23,6	— 7,8
„ E. Becquerel	1000000	— 10,7	— 3,1

Diese Abweichungen erklären sich gewiss aus der ungleichen Vertheilung des Eisens.

Weber [2]) hat den Diamagnetismus des Wismuths mit dem Magnetismus des Eisens durch das Diamagnetometer nach der §. 442 beschrie-

[1]) E. Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. [3.] T. XXVIII, p. 318. 1850.* —
[2]) Weber, Elektrodyn. Maassbest. Th. III.*

benen Einrichtung verglichen, indem er zwei Wismuthstäbchen von zusammen 343,5^{grm} Gewicht in den Spiralen des Magnetometers abwechselnd hob und senkte und entsprechend den für die Multiplicationsmethode geltenden Formeln die dem Magnet ertheilte permanente Ablenkung durch dieselben bestimmte; dieselbe betrug — 5,93 Theilstriche. Wurde nun an Stelle der beiden Wismuthstäbe nur ein Eisenstäbchen von 5,8^{mgrm} Gewicht in die eine Spirale eingeführt, so ergab sich die permanente Ablenkung des Magnetes + 128,4. Hiernach stehen die in gleichen Massen Eisen und Wismuth erzeugten magnetischen und diamagnetischen Momente im Verhältniss von 1 : 1470000. Reducirt man diese Momente auf die Einheit der magnetischen Masse, indem man an Stelle des verwendeten Eisenstäbchens ein Ellipsoid von Eisen von gleicher Masse und gleicher Länge setzt, so findet man mit Rücksicht auf die Versuche des §. 284, welche die Gesetzmässigkeit der Annäherung des Momentes des Eisens an ein Maximum darthun, das magnetische Moment der durch die Einheit der magnetisirenden Kraft inducirten Masseneinheit beim Eisen: 5,6074, dasselbe diamagnetische Moment beim Wismuth: $\frac{1}{434000}$. Aus der Berechnung der Inductionsversuche des §. 448 würde sich letztere Zahl zu $\frac{1}{471300}$ ergeben, so dass im Mittel das durch die magnetisirende Kraft erzeugte diamagnetische Moment des Wismuths 2540000mal kleiner ist als das magnetische Moment des Eisens.

Die quantitativen Beziehungen des Magnetismus der Gase sind von Plücker[1]) in gleicher Weise untersucht worden, wie der Magnetismus der festen und flüssigen Körper. — Die Gase wurden in kleine, durch einen Hahn verschliessbare Glaskugeln von etwa 45^{mm} Durchmesser gefüllt, diese Kugeln auf die beiden auf 5,5^{mm} einander genäherten Halbanker des Magnetes gesetzt und das zum Abreissen der Kugeln erforderliche Gewicht bestimmt. Zuerst wurde der Versuch stets mit der luftleer gepumpten Kugel angestellt und das hierbei gefundene Gewicht von den bei den Versuchen mit der mit Gas gefüllten Kugel beobachteten Gewichten subtrahirt. 471

Es ergab sich zuerst, dass die mit Sauerstoff gefüllte Kugel von den Magnetpolen stärker angezogen wurde als die luftleere. Es ist also der Sauerstoff nicht nur, wie die im §. 435 beschriebenen Versuche ergaben, weniger diamagnetisch als die umgebende Luft, sondern in der That für sich magnetisch.

Bei Füllung der Kugel mit verschieden stark comprimirtem Sauerstoff erwies sich die magnetische Anziehung des Sauerstoffs bis zum Druck von zwei Atmosphären seiner Dichtigkeit proportional. — Die Kugel wurde ferner mit Lösung von Eisenchlorid gefüllt, deren Magnetismus

1) Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXXIII, S. 87. 108;* Bd. LXXXIV, S. 161. 1851.*

mit dem des aus Wasserstoff reducirten Eisens verglichen war. — Durch Vergleichung der Resultate ergab sich das für gleiche Gewichte der Substanzen berechnete Verhältniss des Magnetismus

des Sauerstoffs zu dem der Lösung = 8,068 : 1,
der Lösung zu dem des Eisens = 1 : 2305.

Setzt man demnach den Magnetismus des durch Wasserstoff aus Eisenoxyd reducirten Eisens gleich 100000, so ist der eines gleichen Gewichtes Sauerstoff gleich 3500. Der Magnetismus eines Atomes Sauerstoff berechnet sich hiernach als 81,8mal kleiner als der eines Atomes Eisen.

Stickstoff, Stickoxydul, Wasserstoff, Aetherdampf, Kohlenoxyd und Chlor wurden zu schwach vom Magnete afficirt, als dass man bei der benutzten Methode eine deutliche Wirkung wahrnahm. Wasserstoff erweist sich zwar als diamagnetisch, indess ist sein Diamagnetismus höchstens $^1/_{200}$ von dem Magnetismus des Sauerstoffes.

Vernachlässigt man diese geringe Wirkung, so kann man den Magnetismus eines Gemenges der genannten Gase mit Sauerstoff dem Sauerstoffgehalt derselben proportional setzen. Dies Gesetz gilt sowohl für die atmosphärische Luft, bei der die Anziehung durch den Magnet ihrer Dichtigkeit proportional zunimmt, als auch bei einem Gemenge von Sauerstoff und Wasserstoff, Kohlenoxyd oder Chlor. Dichtere Luft in verdünnter, kältere Luft in wärmerer wird also vom Magnet angezogen.

Stickoxydgas ist magnetisch; bei gleichem Druck und gleichem Gewicht etwa 0,476mal, bei gleichem Volum 0,456mal so stark als Sauerstoffgas.

Untersalpetersäure ist unmerklich magnetisch.

Salpetrichte Säure verhält sich wie ein Gemenge von Stickoxyd und Untersalpetersäure. Ihr Magnetismus ist bei gleichem Volum und Druck 0,342, bei gleichem Gewicht 0,226 des Magnetismus des Sauerstoffes. (Die durch Mengung von Stickoxyd und Sauerstoff erhaltene grüne und rothe Flüssigkeit ist diamagnetisch, sie ist also wahrscheinlich nicht reine salpetrichte Säure.)

472 Bei diesen Versuchen hat Plücker [1]) noch ein eigenthümliches Verhalten beobachtet. Aequilibrirt man die an die Wage gehängte, mit Sauerstoff, Stickoxyd oder salpetrichter Säure gefüllte Kugel über dem Magnetpol so, dass sie nur schwach angezogen wird, und kehrt den magnetisirenden Strom plötzlich um, so bemerkt man eine momentane Abstossung der Kugel und dann erst wieder eine Anziehung. Auch bei der Mengung des Sauerstoffes mit diamagnetischen Gasen, z. B. bei Luft, zeigt sich dasselbe Verhalten.

---

[1]) Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXXIII, S. 299. 1851.*

Plücker schliesst hieraus, dass die genannten Gase die magnetische Polarität, welche sie unter dem Einfluss des Magnetes angenommen, eine Zeit bewahren, also eine gewisse Coercitivkraft besitzen. Jedoch sind über diesen schwierigen Punkt wohl noch weitere Versuche anzustellen, bei denen auch die beim Umlegen des Magnetes stattfindenden Inductionsströme, welche in der, wenn auch sehr schlecht leitenden Glaskugel immerhin noch eintreten könnten, besonders zu berücksichtigen wären.

E. Becquerel[1]) hat den Diamagnetismus und Magnetismus der 473
Gase untersucht, indem er vermittelst des §. 438 beschriebenen Apparates die Abstossung eines aus gestossenem Glase und Wachs zusammengekneteten kleinen Cylinders oder einer beiderseits zugeblasenen Glasröhre bestimmte, welche von den verschiedenen Gasen umgeben war oder im luftleeren Raume hing. Zu diesem Zwecke war zwischen die Magnetpole ein verticaler, unten zugeblasener Glascylinder von 4ctm Durchmesser und 40ctm Höhe aufgestellt, und auf diesen der Kopf einer Torsionswage aufgesetzt, an welchen vermittelst eines Silberfadens oder einiger Haare der Wachsstab angehängt war. Der Glascylinder wurde evacuirt und mit den Gasen gefüllt; der Magnet wurde mittelst 30 bis 40 Bunsen'scher Elementen erregt und die Intensität J des Stromes durch eine Sinusboussole gemessen. Die durch das Verhältniss der durch J^2 dividirten Torsionswinkel T gemessenen Abstossungen A und A_I des Wachsstabes und Glasrohres ergaben sich u. A.:

	Wachsstab A	Glasrohr A_I
im luftleeren Raum	— 0,1145	+ 0,8535
im Sauerstoff von 76mm Druck und 12° C.	— 0,2675	+ 0,3795
in Luft	— 0,1453	+ 0,7661
in Wasser	+ 0,7033	+ 3,502

Bezeichnet man also den Diamagnetismus des Wassers im luftleeren Raume mit — 10, so ist nach beiden Versuchsreihen der Magnetismus von:

	bei gleichem Volum		bei gleichem Gewicht
Sauerstoff . .	+ 1,871	+ 1,79	+ 1257
Luft	+ 0,377	+ 0,33	+ 293
Wasser . . .	— 10	— 10	— 10

Da sich nun ergeben hatte, dass die Magnetismen gleicher Gewichte von in Wachs vertheiltem Eisen und Wasser sich wie 1000000 : — 3 verhalten, so ist bei gleichem Gewicht der Magnetismus von:

[1]) E. Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. [3.] T. XXVIII, p. 321. 1850.*

Eisen . . .	+	1000000
Sauerstoff . .	+	377
Luft . . .	+	88

Nimmt man den Magnetismus des Stickstoffs in der Luft als verschwindeud an, so berechnet sich aus der letzteren Zahl der Magnetismus des Sauerstoffs zu $88 \cdot \frac{100}{21} = 421$.

In anderer Weise hat E. Becquerel (l. c.) den Magnetismus der Gase nachgewiesen, iudem er ein Stäbchen von frisch ausgeglühter Kohlo erst im luftleereu Raum, dann in verschiedenen Gasen zwischen die Magnetpole hängto und nach der §. 438 beschriebenen Methode ihre Abstossung (—) oder Anziehung (+) bestimmte. Es ergab sich dieselbe:

Kohle im luftleeren Raum . .	— 1,00
„ in Sauerstoff	+ 6,1
„ in Luft	+ 1,37

Dadurch also, dass die Kohle Sauerstoff oder Luft absorbirt hat, ist sie magnetisch geworden.

Die genaueren quantitativen Werthe der Anziehung oder Abstossung A der mit den Gasen erfüllten Kohle ergaben sich, wie folgt [1]):

	A	Wirkung des Gases in der Kohle
Kohle im Vacuum	— 0,7	—
„ in Kohlensäuro	— 2,5	— 1,8
„ iu Luft	+ 2,5	+ 3,2
„ in ölbildendem Gase . .	— 3,5	— 2,8
Kohle im Vacuum	— 1,7	—
„ in Cyangas	— 5,0	— 3,3

Nimmt man an, dass die Gase nach den von Saussure angegebenen Verhältnisseu in der Kohle condensirt sind, so erhält man hiernach:

	Wirkung auf das Gas in der Kohle	Volumina, die von der Kohle condensirt sind	Wirkung auf gleiche Volumina
Sauerstoff . . .	+ 100	9,25	+ 100
Stickoxydul . . .	— 4,9	40	— 1
Kohlensäure . .	— 11,8	35	— 2,8
Oelbildendes Gas .	— 18,4	35	— 4,5
Cyan	— 21,6	—	—

[1]) E. Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. [3.] T. XXXII, p. 92. 1851.*

Wird die Kohle in Sauerstoff von verschiedener Dichtigkeit gebracht, so nimmt der Magnetismus zu, indess nicht proportional der Dichtigkeit des Gases; wohl weil die Condensation in der Kohle nicht in diesem Verhältniss zunimmt.

Endlich hat E. Becquerel [1]) auch noch nach der Art der Versuche von Plücker an einer empfindlichen Wage eine Glaskugel zwischen den halbkugelförmig ausgehöhlten Halbankern eines Elektromagnetes aufgehängt, die Stärke der Magnetisirung des letzteren durch die Schwingungszahl eines ihm gegenüber aufgehängten Magnetstabes gemessen und die Gewichte bestimmt, welche erforderlich waren, um die evacuirte oder mit verschiedenen Gasen gefüllte Kugel in einer Entfernung von 5 bis 10^{mm} von den Polen zu erhalten. Auf diese Weise ergab sich bei Vergleichung des Diamagnetismus der Gase mit dem des Wassers für gleiche Volumina

Wasser	— 10
Sauerstoff . . .	+ 1,823
Stickstoff	+ 0,498
Luft	+ 0,383,

welche Zahlen mit den oben angeführten gut übereinstimmen.

Es ist also der Magnetismus der Luft $\frac{383}{1823} = \frac{2101}{10000}$ von dem des Sauerstoffes; eine Zahl, die nahezu dem Gehalt der Luft an letzterem entspricht. — Das in demselben Verhältniss wie die Luft zusammengesetzte Stickoxyd ist magnetischer als diese; Stickoxydul ist dagegen diamagnetisch (vgl. §§. 435 und 471).

Die concentrirten Lösungen von diamagnetischen Gasen in Wasser sind sehr wenig stärker diamagnetisch als dieses. So ist der Diamagnetismus von

Wasser	— 10	Chlorwasser	— 10,09
Ammoniaklösung .	— 10,14	Lösung von schwefliger Säure	— 10,25

Nimmt man an, dass sich der Diamagnetismus der Lösungen einfach aus dem des Wassers und des gelösten Gases zusammensetzt, so wäre derselbe für

Wasser	— 10	Chlor	— 0,046
Ammoniak . . .	— 0,02	Schweflichte Säure . . .	— 0,005

Auch Faraday [2]) hat eine Reihe von Bestimmungen vorgenommen, 474
indem er auf die Pole eines Logeman'schen Magnetes zwei Halbanker legte, die an dem Arm des Hebels einer Drehwage befestigten Körper in den durch letztere gebildeten Winkel brachte (Fig. 225 a. f. S.)

1) E. Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. [3.] T. XLIV, p. 209. 1855.* —
2) Faraday, Exp. Res. Vol. III, p. 497.* Proceed. Roy. Inst. 21. Jan. 1853.

und die Torsion bestimmte, welche erforderlich war, um sie in einer festen Lage zu erhalten.

Fig. 225.



Zur Vergleichung des Diamagnetismus der Flüssigkeiten wurde derselbe Glascylinder in Luft und in den Flüssigkeiten untersucht; zur Vergleichung der Gase wurde eine Glaskugel luftleer und mit den Gasen gefüllt untersucht. — Der Diamagnetismus des in Luft befindlichen Wassers wurde gleich 100 gesetzt, dann sind die Magnetismen (+) und Diamagnetismen (—) gleicher Volumina:

Lösung von Kupferoxydul-Ammoniak	+ 134,23	Citronenöl	80
Lösung von Kupferoxyd-Ammoniak	119,83	Kampher	82,59
Sauerstoff	17,5	Camphin	82,96
Luft	3,4	Leinsamenöl	85,56
Oelbildendes Gas	0,6	Olivenöl	85,6
Stickstoff	0,3	Wachs	86,73
Vacuum	0,0	Salpetersäure	87,96
Kohlensäure	0,0	Wasser	96,6
Wasserstoff	— 0,1	Ammoniaklösung	98,5
Ammoniakgas	0,5	Schwefelkohlenstoff	99,64
Cyan	0,9	Concentrirte Salpeterlösung	100,08
Reines Zink	74,6	Schwefelsäure	104,47
Aether	75,3	Schwefel	118
Absoluter Alkohol	78,7	Arsenchlorür	121,73
		Borsaures Bleioxyd	136,6
		Wismuth	1967,6

Die Kupferoxyd-Ammoniaklösung war erhalten, indem die Oxydullösung mit Luft geschüttelt wurde; sie enthielt also Nitrit.

Aus diesen Zahlen würde das Verhältniss der Magnetismen gleicher Volumina Wasser, Luft und Sauerstoff sich wie — 10 : 0,352 : 1,8 ergeben, also ganz ähnlich, wie dies Verhältniss von Becquerel gefunden ist. Nur die für die Luft gefundene Zahl dürfte etwas zu klein sein.

475 Matteucci[1]) hat dasselbe Verhältniss in einer freilich mehr indirecten Art geprüft. Eine Blase Sauerstoff, in der Mitte einer horizontalen, zwischen die Magnetpole gebrachten und mit Alkohol gefüllten Röhre, zieht sich zusammen, wenn ihre Mitte in der Verbindungslinie der Pole sich befindet, und dehnt sich aus, wenn sie ein wenig seitlich von derselben liegt. Ist die Röhre, statt mit Alkohol,

[1]) Matteucci, Compt. rend. T. XXXVI, p. 917. 1853;* Cours d'induction p. 198. 1854.*

mit einer Eisenchlorürlösung gefüllt, die magnetischer ist als Sauerstoff, so findet das Gegentheil statt. Wasserstoff zeigt gerade das entgegengesetzte Verhalten. — Matteucci suchte nun eine Eisenlösung auf, in der sich der Sauerstoff gerade indifferent verhielt, und fand, dass dieselbe in einem Cubikcentimeter etwa $6{,}3^{mgr}$ Salz enthielt; eine Zahl, die auf Resultate führt, welche mit den von Becquerel und Faraday gefundenen nahe übereinstimmen.

III. Magnetisches Verhalten der Krystalle.

Aus dem §. 428 u. flgde. beschriebenen Verhalten der diamagnetischen und schwach magnetischen Körper lässt sich in jedem einzelnen Falle ihr Verhalten zwischen zweien Magnetpolen ableiten. — Sind die Polflächen auf zwei einander gegenüberstehende Punkte reducirt, so stellt sich ein in seinem Schwerpunkt zwischen ihnen aufgehängter Stab von diamagnetischem Stoff, der in der Horizontalebene schwingen kann, gerade so, dass die Abstossung desselben durch die Magnetpole ein Minimum wird, also das in ihm erzeugte diamagnetische Moment ebenfalls ein Minimum wird. Dies geschieht in der äquatorialen Lage. Ein magnetischer Stab stellt sich so, dass seine Anziehung und auch sein magnetisches Moment ein Maximum wird; eine Bedingung, welche in der axialen Lage erfüllt ist. — Sind dagegen die Polflächen weiter ausgedehnt und weit von einander entfernt, so dass man annehmen kann, dass die auf jeden Punkt der diamagnetischen oder schwach magnetischen Körper wirkenden Kräfte gleich gross sind, so wird das Moment derselben stets der Summe der Momente der einzelnen Theilchen entsprechen, also ungeändert bleiben, in welcher Lage sie sich auch befinden; vorausgesetzt, dass ihre Theilchen nicht gegenseitig auf einander einwirken. Es würden also dann die Körper in allen Lagen zwischen den Magnetpolen im Gleichgewicht sein. 476

Ganz dasselbe indifferente Verhalten würden auch Körper zeigen, deren Theilchen nach verschiedenen Richtungen ungleich dicht geordnet wären, da auch bei ihnen, immer unter der angegebenen Voraussetzung, nach allen Richtungen das Moment dasselbe ist, wenn auf alle ihre Theile die magnetisirende Kraft gleich stark wirkt.

Abweichend hiervon ist indess das Verhalten von Körpern, welche, 477
sei es durch ihre krystallinische Beschaffenheit oder durch schnelle Abkühlung, sei es durch äussere mechanische Hülfsmittel, wie durch einseitigen Druck eine ungleiche Dichtigkeit nach verschiedenen Richtungen erhalten haben. — Bei diesen Körpern findet man stets gewisse Richtungen, welche sich äquatorial oder axial einstellen, wenn auch auf alle ihre Theile gleiche magnetisirende Kräfte wirken. Besonders hervorstechend sind diese verschiedenen magnetischen Eigenschaften nach verschiedenen Richtungen in den krystallisirten Körpern, welche nicht dem regulären

System angehören. Dies ist zuerst von Plücker[1]) beobachtet worden. So stellt sich ein Wismuthkrystall so ein, dass eine bestimmte Richtung in demselben, welche Faraday[2]) mit dem Namen der Magnekrystallaxe bezeichnet, der Verbindungslinie der Magnetpole, der Magnetaxe, parallel wird. Diese Magnekrystallaxe ist perpendiculär auf der glänzendsten Spaltungsrichtung. Ganz ebenso verhält sich Antimon und Arsen (nach Plücker[3]) verhält sich Antimon umgekehrt). — Bekanntlich krystallisirt Wismuth wie Antimon und Arsen in Rhomboëdern und die Hauptspaltungsrichtung steht senkrecht auf der Hauptaxe der Krystalle, so dass diese mit der Magnekrystallaxe zusammenfällt. — Die im regulären System krystallisirenden Metalle Zink, Kupfer, Zinn, Blei, Gold geben keine Anzeigen einer solchen Einstellung. — Faraday bezeichnet die Kraft, welche die Einstellung der Krystalle bewirkt, so dass ihre Magnekrystallaxe sich axial stellt, mit dem Namen der Magnekrystallkraft.

In einem Drathkreise oder einer Spirale, durch die man einen Strom leitet, stellt sich selbstverständlich ein Wismuthkrystall ebenfalls so ein, dass seine Magnekrystallaxe mit der Axe der Spirale zusammenfällt[4]).

Krystalle von Tellur, Osmium-Iridium, leichtflüssigem Metall zeigen eine schwache oder undeutliche Magnekrystallkraft.

478 Wir wollen zunächst ausführlicher die Einstellung der Krystalle betrachten, wenn auf alle ihre Theile die magnetisirende Kraft gleich stark und in gleicher Richtung wirkt, wenn sie also z. B. zwischen zwei flachen, einander nicht allzusehr genäherten Magnetpolen in der Mitte aufgehängt werden.

Bei Krystallen des regulären Systems bemerkt man, wie wir schon erwähnt, meist keine Richtung, in der vorherrschend die magnetische Wirkung ausgeübt würde. Sie bleiben in einem gleichartigen Magnetfelde in jeder Lage im Gleichgewicht.

Nur einzelne Krystalle, die auch sonst durch ihre pyroelektrischen Eigenschaften ausgezeichnet sind, scheinen hiervon eine Ausnahme zu machen. — So beobachtete Volger[5]), dass ein Boracit, ein Krystall von magnetischer Masse, welcher an der einen Würfelecke aufgehängt war, zwischen den Magnetpolen eine solche Lage annahm, dass die Ebene der pyroelektrischen Hauptaxe sich axial einstellte. Hing dagegen die Hauptaxe vertical, so blieb der Krystall in Ruhe, wenn eine der drei, die gegenüberstehenden Ecken des Krystalls verbindenden Axen sich axial stellte. Es besitzt hiernach der Boracit in magnetischer Beziehung dieselben Axen wie in elektrischer Beziehung.

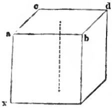
---

1) Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXII, S. 315. 1847.* — 2) Faraday, Exp. Res. Ser. XXII, §. 2457 u. flgde.* — 3) Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXVI, S. 576. 1849.* — 4) Faraday, Exp. Res. Ser. XXII, §. 2507.* — 5) Volger, Pogg. Ann. Bd. XCIII, S. 507. 1854.*

Verhältnissmässig einfach gestaltet sich noch die Einstellung der 479
Krystalle, welche nur eine Symmetrieaxe besitzen, also dem zwei- und einaxigen oder drei- und einaxigen Krystallsystem angehören; und zwar zeigt sich hier ein Unterschied zwischen Krystallen, deren Masse magnetisch oder diamagnetisch ist.

Verwendet man z. B. die zu den Polarisationsapparaten gebrauchten grünen Turmalintafeln, so werden diese von einem einzelnen Magnetpol deutlich angezogen; ihre Masse ist also magnetisch. Es sei *abcd*, Fig. 226, eine solche möglichst quadratische Tafel, in welcher die optische Hauptaxe parallel der Kante *ax* liege. Hängt man die Tafel zwischen den Magnetpolen so auf, dass die Fläche *axb* horizontal liegt, so stellt sich dieselbe stets so, dass die Kante *ax* in die äquatoriale Lage kommt. Es wird demnach der Krystall in der Richtung seiner Hauptaxe am wenigsten von den Polen des Magnetes angezogen [1]).

Fig. 226.



Bei einem reinen Kalkspath stellt sich eine, parallel der Hauptaxe 480
geschliffene, kreisförmige Platte, welche horizontal zwischen den Magnetpolen aufgehängt wird, so dass die Hauptaxe äquatorial steht. Pulvert man den Krystall und formt aus dem Pulver ein Stäbchen, so stellt sich dieses äquatorial, so dass sich die Masse des Krystalles als diamagnetisch erweist.

Bei einer eben solchen aus eisenhaltigem Kalkspath geschliffenen Platte dagegen stellt sich die Hauptaxe axial, und das Pulver des Krystalles erweist sich als magnetisch [2]).

Ganz entsprechend stellen sich kreisförmige Scheiben, geschnitten aus einer parallel den Rhomboëderflächen abgespaltenen Kalkspathplatte zwischen den Polen so, dass die durch die Spaltungsebenen in ihnen gebildeten spitzen Ecken den Magnetpolen zugekehrt sind, wenn die Masse des Krystalles diamagnetisch ist. Ist dieselbe magnetisch, so kehren sich die stumpfen Ecken den Magnetpolen zu. — Auch rhombische Tafeln, die von eisenfreiem und eisenhaltigem Kalkspath abgespalten werden, stellen sich entsprechend diesen Regeln, wenn alle ihre Theilchen nahezu gleichen magnetischen Einflüssen unterworfen sind.

Wie der reine und eisenhaltige Kalkspath verhalten sich isländischer Doppelspath einerseits und Spatheisenstein andererseits.

Aehnlich verhalten sich auch einerseits schwefelsaures Zinkoxyd und schwefelsaure Magnesia, andererseits schwefelsaures Nickeloxyd, welche

1) Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXII, S. 315. 1847;* Bd. LXXVII, S. 447. 1849;* Bd. LXXVIII, S. 428. 1849.* — 2) Knoblauch und Tyndall, Pogg. Ann. Bd. LXXIX, S. 233; Bd. LXXXI, S. 481. 1850.*

alle in gleichen geraden rhombischen Prismen krystallisiren, alle gleiche optische Eigenschaften besitzen und alle eine einzige, der Axe des Prismas parallele Spaltungsrichtung besitzen. Hängt man die Krystalle so auf, dass die Axe des Prismas senkrecht hängt, so stellt sich bei den ersten beiden Krystallen, deren Masse diamagnetisch ist, die Spaltungsrichtung äquatorial, bei dem letzten Salz, dessen Masse magnetisch ist, aber axial.

Ebenso stellt sich in dem Scapolith, dessen Masse magnetisch ist, die Spaltungsrichtung axial, bei dem diamagnetischen Salpeter äquatorial.

481 Der Cyanit besitzt die Fähigkeit, in der Richtung seiner Axe durch den Magnetismus polarisirt zu werden, in so hohem Grade, dass er sich schon mit derselben durch den blossen Einfluss des Erdmagnetismus von Nord nach Süd einstellt, wenn man ihn an einem Coconfaden so aufhängt, dass die Axe in der horizontalen Ebene schwingen kann. Ebenso verhält sich der Augit und Zinnstein.

Krystalle von Eisenglanz bleiben zwischen den Magnetpolen in jeder Lage im Gleichgewicht, da sie wahrscheinlich sogleich eine permanente Polarität in ihrer ersten Stellung zwischen denselben annehmen [1]).

482 Wir können hiernach die einaxigen Krystalle mit magnetischer und diamagnetischer Masse in je zwei Gruppen theilen, in solche, bei denen die magnetische oder diamagnetische Induction in der Richtung der Symmetrieaxe im Maximum ist, magnetisch positive Krystalle, und in Krystalle, bei denen die Induction in jener Richtung im Minimum ist, magnetisch negative Krystalle.

In einem gleichartigen Magnetfeld stellt sich also, wenn der Krystall um eine gegen die Axe geneigte Drehungsaxe schwingen kann:

Krystalle	Masse	die Symmetrieaxe
positiv	magnetisch	axial
positiv	diamagnetisch	äquatorial
negativ	magnetisch	äquatorial
negativ	diamagnetisch	axial

Auf diese Weise stellt sich das Verhalten einiger einaxiger Krystalle nach Plücker wie folgt:

Magnetische Krystalle:

1) Positive: Spatheisenstein, Scapolith, grüner Uranit, schwefelsaurer Kupferoxyd-Kalk, eisenhaltiges Bittersalz.

2) Negative: Turmalin, Beryll, Dioptas, Vesuvian, schwefelsaures Nickeloxyd, Kupferammoniumchlorid.

---

[1]) Plücker, l. c.

Diamagnetische Krystalle:

1) Positive: Kalkspath, Antimon, Molybdänblei, Arsenblei, schwefelsaures Kali, Salpeter.

2) Negative: Wismuth, Arsen, Eis, Zircon, Honigstein. Cyanquecksilber, arsensaures Ammoniak [1]).

Wie die ursprünglichen Krystalle stellen sich auch Pseudomorphosen ein, wenn sie dieselbe Structur und dasselbe magnetische Verhalten wie jene behalten haben, so z. B. stellt sich ein durch Reduction eines Spatheisensteinkrystalls durch Schwefelwasserstoff erhaltener pseudomorpher Krystall von Eisenkies und der durch Rösten dieses letzteren erhaltene künstliche Magneteisenstein in gleicher Weise ein, wie der ursprüngliche Krystall selbst [2]).

Ganz ebenso wie die Krystalle mit einer Axe verhalten sich auch andere Körper, welche, sei es durch die Natur, sei es auf künstlichem Wege nach einer Richtung eine andere Structur erhalten haben, als nach den anderen. 483

So hat Tyndall eine Reihe von Hölzern untersucht, welche in der Richtung ihrer Längsfasern dichter sind als in der darauf senkrechten Ebene. Er bestimmte zuerst das magnetische Verhalten ihrer Masse. Die Hölzer wurden dabei in Würfelform zwischen die gegeneinander geneigten Polflächen der auf den Elektromagnet gesetzten Halbanker gehängt und beobachtet, ob sie in den durch dieselben gebildeten Winkel hineingezogen oder aus demselben herausgetrieben wurden [3]). Die Würfel wurden sorgfältig vor den Versuchen mit einer Glaskante abgekratzt, um alle Eisentheile von ihrer Oberfläche zu entfernen. Ihre Masse war bei 34 Holzsorten diamagnetisch; die Längsrichtung der Fasern stellte sich stets äquatorial. Bei einem Würfel von schwarzem Eichenholz fand diese letztere Einstellung auch statt, obgleich die Masse, vermuthlich durch Tränken mit einer schwach eisenhaltigen Flüssigkeit, magnetisch war. Da indess die Eisentheilchen sich im Holze gleichmässig verbreitet hatten und so in allen Stellungen gleichmässig von den Magnetpolen erregt wurden, konnten sie auf die durch die Structur des Holzes selbst bedingte Einstellung keinen Einfluss haben.

Auch ein schnellgekühlter Cylinder von schwach magnetischem Glase stellt sich mit seiner Axe äquatorial [4]).

Sehr deutlich zeigt sich der Einfluss der ungleichen Dichtigkeit, wenn man dieselbe in verschiedenen Körpern künstlich herstellt [5]). 484

---

1) Plücker, Phil. Trans. 1858. Pt. II, p. 582.* — 2) Knoblauch und Tyndall, l. c. — 3) Tyndall, Phil. Trans. 1855. p. 6.* Phil. Mag. [4.] Vol. X, p. 180.* — 4) Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXV, S. 108. 1848.* — 5) Knoblauch und Tyndall, Pogg. Ann. Bd. LXXXI, S. 492. 1850.*

Formt man z. B. aus Mehl und Gummi ein längliches Stäbchen, so stellt es sich mit der Längsrichtung äquatorial ein. Presst man es in dieser Richtung so zusammen, dass es ebenso lang als breit oder noch kürzer ist, so stellt sich auch jetzt noch die Richtung, in welcher die Zusammendrückung stattfand, äquatorial ein. Mengt man dem Mehl ein magnetisches Pulver, z. B. von kohlensaurem Eisenoxydul, bei, so stellt sich das aus diesem geformte Stäbchen axial und ebenso die daraus gepresste Scheibe mit der Richtung ihrer Zusammendrückung.

Ganz ähnlich stellt sich ein durch Zusammenpressung von Wismuthpulver erhaltener Würfel mit der Richtung äquatorial ein, in welcher das Wismuthpulver die Pressung erlitten hat.

Während sich ferner Wismuthkrystalle, deren Spaltungsebenen vertical sind, zwischen den Magnetpolen so einstellen, dass ihre Spaltungsebenen die äquatoriale Lage annehmen, gehen letztere in die axiale Lage über, wenn man die Krystalle in der gegen ihre Spaltungsebenen verticalen Richtung zusammenpresst [1]).

485 Bei Körpern, welche nach mehr als zwei auf einander verticalen Richtungen ungleiche Dichtigkeit besitzen, sind die Erscheinungen complicirter. Sie lassen sich indess immer auf dieselben Bedingungen zurückführen, welche auch bei der Einstellung einaxiger Krystalle gelten.

So ist z. B. Elfenbein diamagnetisch, und zwar stellt sich wegen der ungleichen Dichtigkeit eine bestimmte Linie in einer kreisrunden Elfenbeinplatte zwischen den Magnetpolen in die äquatoriale Lage. Legt man nun zwei gleiche kreisrunde Elfenbeinplatten übereinander und hängt sie zwischen den Magnetpolen auf, so stellt sich die Halbirungslinie des spitzen Winkels der in jeder einzelnen Platte sich äquatorial stellenden Linien äquatorial.

Bei zwei kreisrunden magnetischen Guttaperchascheiben, welche gleichfalls in einer Richtung stärker magnetisch waren als in der daranf senkrechten, zeigt sich das analoge Verhalten. Die Halbirungslinie des spitzen Winkels der axialen Linien in den Platten stellt sich axial ein [2]).

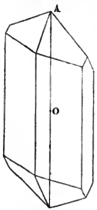
486 In ähnlicher Weise lässt sich auch das magnetische Verhalten von Krystallen mit drei ungleichen Elasticitätsaxen betrachten.

Von den vielen, von Plücker und Beer gemachten Versuchen wollen wir nur einige ausführlicher beschreiben.

[1]) Tyndall, Phil. Mag. [4.] T. II, p. 183;* Pogg. Ann. Bd. LXXXIII. S. 409. 1851.* — [2]) Knoblauch und Tyndall, Pogg. Ann. Bd. LXXIX, S. 240. 1850.*

Da in einem gleichförmigen Magnetfeld die Gestalt der Körper auf ihre Einstellung keinen Einfluss hat (vgl. §. 476), so können wir einen natürlichen Krystall verwenden, um dieselbe zu studiren. Der Einfachheit halber wollen wir uns indess stets eine Kugel aus dem Krystall geschnitten denken und deren Einstellung betrachten.

Fig. 227.



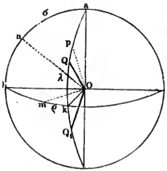
Kalinmeisencyanid (Fig. 227) ist ein Salz mit magnetischer Masse. Wir wollen als Grundform seiner Krystallform ein rhombisches Prisma annehmen. Die Hauptaxe OA werde mit a, die längere und kürzere Diagonale des gegen die Axe verticalen Durchschnitts mit l und k bezeichnet [1]).

Wird nun der Krystall oder eine aus ihm geschliffene Kugel (Fig. 228) so aufgehängt, dass sich befindet:

	vertical	in der horizontalen Schwingungsebene	so stellt sich
I.	k	$a\ l$	l axial.
II.	l	$a\ k$	k axial.
III.	a	$l\ k$	k axial.

Hiernach würde die stärkste Magnetisirung der Moleküle des Salzes in der Richtung der kürzeren Diagonale k, die mittlere in der der längeren l, die schwächste in der Richtung der Axe a stattfinden. Das Ueberwiegen der Wirkung in den ersteren Richtungen ist so gross, dass bei den ersten beiden Aufhängungsarten selbst zwischen ziemlich spitz zulaufenden Magnetpolen die Hauptaxe eines länglichen Stückes des Krystalles sich äquatorial stellt.

Fig. 228.



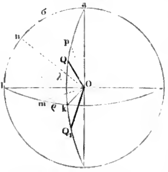
Wird ferner der Krystall oder die aus dem Krystall geschliffene Kugel so aufgehängt, dass ein in der Ebene Olk liegender Durchmesser Om, der mit Ok den Winkel ϱ bildet, als verticale Drehungsaxe dient, so stellt sich die in der horizontalen Schwingungsebene liegende Axe Oa stets äquatorial, die Ebene Olk axial, welches auch der Winkel ϱ sei.

---

[1]) Plücker und Beer, Pogg. Ann. Bd. LXXXI, S. 115. 1850;* Bd. LXXXII, S. 42. 1851;* Phil. Trans. 1858, Pt. II, p. 570.*

Wird der Krystall in irgend einem Punkt der Peripherie des auf Om verticalen Kreises aufgehängt, so dass Om in der Horizontalebene schwingt, so stellt sich Om axial, wenn der Aufhängepunkt in die Ebene Olk fällt, und weicht von dieser Lage um einen um so grösseren Winkel ab, je mehr der Aufhängepunkt gegen Punkt a fortrückt, wo er dann seinen Maximumwerth ϱ erreicht, da sich nun Ok axial einstellt.

Fig. 229.



Liegt die verticale Drehungsaxe On in der Ebene Oal und macht mit a den Winkel σ, so stellt sich, welches auch der Winkel σ sei, stets die Axe k axial, die Ebene Oal äquatorial. — Wird wiederum der Krystall an verschiedenen Punkten der Peripherie des auf On verticalen grössten Kreises aufgehängt, so stellt sich On äquatorial, wenn der Aufhängepunkt in der Ebene des Kreises Ola liegt, und bildet mit der Aequatorialebene den Winkel σ, wenn der Aufhängepunkt bis k fortrückt, wo sich Oa äquatorial stellt.

Wird endlich der Krystall so aufgehängt, dass die verticale Drehungsaxe Op desselben in die Ebene Oka fällt und mit Ok den Winkel λ bildet, so stellt sich bei wachsenden Werthen desselben erst Ol axial, dann aber äquatorial. Bei dem Grenzwerth $\lambda = \omega = 70^0$ stellt sich der Krystall gar nicht ein. — Die Drehungsaxe wollen wir in diesem Fall mit OQ bezeichnen. Dasselbe Verhalten wird der Krystall zeigen, wenn seine Drehungsaxe OQ_I ist, die ebenfalls mit Ok den Winkel $\omega = 70^0$ bildet. Diese beiden Axen kann man die magnetischen Axen des Krystalles nennen. Die auf ihnen verticalen Ebenen sind dann Ebenen gleicher magnetischer Induction.

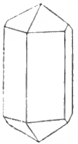
Hängt man den Krystall an einem Punkt der Peripherie des auf Op verticalen Kreises auf, so dass Op in der horizontalen Schwingungsebene sich befindet, so bildet Op mit der sich axial stellenden Axe Ok einen Winkel von λ^0, wenn der Aufhängepunkt in l liegt. Rückt er weiter gegen die Ebene Oka vor, so nähert sich Op der axialen oder äquatorialen Lage, jenachdem es näher an Ok oder Oa liegt, also Winkel λ kleiner oder grösser ist. Ist $\lambda = 90 - \omega$ (20^0), so liegt Op in der Ebene der gleichen magnetischen Induction und der Krystall ist in jeder Lage im Gleichgewicht.

487 Schwefelsaures Zinkoxyd hat eine diamagnetische Masse und krystallisirt gleichfalls in einem rhombischen Prisma mit rhombischer Basis (Fig. 230). Bezeichnen wir seine krystallographische Hauptaxe mit a', die längere und kürzere Diagonale der Basis mit l' und k', so stellt sich der Krystall wie folgt:

Verticale Drehungsaxe	In der horizontalen Schwingungsebene	Es stellt sich äquatorial
a'	l' und k'	k'
l'	a' und k'	a'
k'	a' und l'	a'

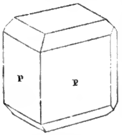
Es ist also in diesem Fall die Hauptaxe a' die Linie der grössten, die kurze Diagonale k' die Linie der mittleren, die Diagonale l' die der kleinsten diamagnetischen Induction. Ersetzen wir also in der Beschreibung des Verhaltens des Kaliumeisencyanides die Buchstaben k durch a', l durch k', a durch l' und das Wort axial durch äquatorial, so erhalten wir einen Ueberblick des diamagnetischen Verhaltens des schwefelsauren Zinkoxydes. Die magnetischen Axen dieses Salzes liegen in der durch die Hauptaxe und längere Diagonale der Basis gelegten Ebene und bilden mit der Diagonale einen Winkel von etwa $47^1/_2{}^0$.

Fig. 230.



Ameisensaures Kupferoxyd (Fig. 231) ist ein Salz, welches in schiefen rhombischen Prismen krystallisirt, deren Axe mit der der rhombischen Basis parallelen Hauptspaltungsrichtung einen Winkel von 78°55′ bildet. Die Winkel zwischen den Seitenflächen p und p sind 90°52′. Die Symmetrieebene des Salzes geht durch die Axe und längere Diagonale der Basis. Die Masse des Salzes ist magnetisch. 488

Fig. 231.



In diesem Salz ist die auf der Symmetrieebene verticale Axe die Axe der mittleren magnetischen Induction. Die Axe der grössten und kleinsten Induction liegen in der Symmetrieebene und stehen vertical aufeinander. Die erstere bildet mit der auf der Spaltungsfläche verticalen Linie einen Winkel von 3°. Die magnetischen Axen liegen in derselben Ebene und bilden mit der Axe der grössten Induction einen Winkel von etwa 25°.

In analoger Weise haben Plücker und Beer bei verschiedenen Krystallen, deren Form sich auf drei Symmetrieebenen oder ein rhombisches Prisma mit gerader rhombischer Endfläche zurückführen lässt, das magnetische Verhalten der Axe a, der grössten und kleinen Diagonale l und k der Basis folgendermaassen festgestellt: 489

Axe grösster Induction	Axe mittlerer Induction	Axe kleinster Induction	Masse	Name
k	*a*	*l*	magnetisch	Schwefelsaures Nickeloxyd, schwefelsaures Nickel-oxyd-Zinkoxyd.
			diamagnetisch	Seignettesalz.
a	*k*	*l*	diamagnetisch	Arragonit, schwefelsaures Zinkoxyd.
l	*a*	*k*	magnetisch	Staurolith, Bleieisencyanid, schwefelsaures Zinkoxyd (eisenhaltig), schwefelsaure Magnesia (eisenhaltig).
			diamagnetisch	Anhydrit, unterschwefligsaures Natron.
k	*l*	*a*	magnetisch	Kaliumeisencyanid.
			diamagnetisch	Schwefel, Citronensäure.

490 Bei einigen Krystallen mit drei ungleichen Axen ist die nach zwei aufeinander senkrechten Richtungen stattfindende magnetische oder diamagnetische Induction fast gleich, so dass sie als magnetisch einaxige Krystalle betrachtet werden können. Auf diese Weise wäre:

	Masse	Verhalten	Lage der magnetischen Axe
Eisenvitriol	magnetisch	positiv	in der Symmetrieebene, 75° gegen die Spaltungsebene geneigt, in die Axe der grössten optischen Elasticität fallend [1]).
Bernsteinsäure	diamagnetisch	positiv	in der Axe der grössten optischen Elasticität.
Borax	diamagnetisch	negativ	vertical auf der Spaltungsebene, in der Axe der kleinsten optischen Elasticität.
Kaliumnickelcyanid:	diamagnetisch	negativ	ebenso.

[1]) Vgl. auch Faraday, Exp. Res. Ser. XXII. §. 2546.*

Bei einzelnen dieser Krystalle, z. B. Eisenglanz, Kalinmeisencyanür, Kupfereisencyanür, schwefelsaurem Kali, Topas und Bergkrystall, ist die magnetische oder diamagnetische Induction nach verschiedenen Richtungen so wenig verschieden, dass sie sich fast wie reguläre Krystalle verhalten.

Die verschiedenen Glimmersorten, welche alle von paramagnetischem Stoffe sind, unterscheiden sich in ihrem optischen Verhalten der Art, dass die auf der Spaltungsfläche senkrechte Ebene ihrer optischen Axen theils durch die lange, theils durch die kurze Diagonale der Grundform geht, theils auch beide optische Axen zusammenfallen. Bei den ersteren Sorten Glimmer stellt sich stets die Ebene der optischen Axen, gleichviel wie sie liegt, zwischen den Magnetpolen äquatorial. Dagegen stellt sich eine kreisrunde Scheibe von einaxigem Glimmer, horizontal aufgehängt, zwischen den Magnetpolen nicht ein; derselbe ist also auch magnetisch einaxig. Jedesmal ist die Axe der rhombischen Säule der Grundform des Glimmers die Axe der grössten optischen Elasticität und der kleinsten magnetischen Induction. Die magnetischen Axen bei den zweiaxigen Sorten liegen aber stets in einer auf der Ebene der optischen Axen verticalen Ebene[1]).

Auch künstlich kann man die Einstellung von Körpern nachahmen, welche nach drei aufeinander senkrechten Axen verschiedene Dichtigkeit besitzen. 491

Presst man z. B. einen Teig von Wismuthpulver in zwei aufeinander senkrechten Richtungen mit ungleicher Kraft und schneidet dann aus der Masse eine rhombische Säule, deren kurze Diagonale der Richtung der grössten, deren Axe der der kleineren Pressung entspricht, und deren kleinere längere Diagonale mit der Richtung zusammenfällt, in der keine Pressung stattgefunden hat, so stellt sich eine solche Säule, in verschiedener Weise aufgehängt, ganz genau wie eine rhombische Säule von Schwerspath.

Die Theorie der Einstellung der Krystalle und ungleich dichten Körper nach verschiedenen Richtungen hat im Laufe der Zeit manche Aenderungen erfahren. 492

Nach seinen ersten Beobachtungen glaubte Plücker[2]) eine doppelte Wirkung des Magnetismns auf die Krystalle annehmen zu sollen.

Einmal fände eine Anziehung oder Abstossnng der Masse der Krystalle durch den Magnet statt, jenachdem dieselbe magnetisch oder diamagnetisch ist. Zweitens würden die optischen Axen der Krystalle oder deren Mittellinie von den Magnetpolen abgestossen. Bald darauf wurde dieser Satz in der Weise abgeändert, dass die Axen der optisch negativen Krystalle allein abgestossen, die der positiven dagegen angezogen würden, und zwar gleich viel, ob die Krystallmasse magnetisch oder diamagnetisch wäre. Nach späteren Erklärungen sollte hierbei die optische Axe nur ein

[1]) Plücker, Pogg. Ann. Bd. CX, S. 397. 1860.* — [2]) Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXII, S. 315. 1847;* Bd. LXXVII, S. 447. 1849;* Bd. LXXXI, S. 115. 1850.*

Ausdruck einer durch eine gewisse Anordnung der Theilchen der Krystalle ausgezeichneten Richtung sein. — Mit der Entfernung von den Magnetpolen sollte die Einwirkung auf die Axen langsamer abnehmen, als die auf die Masse der Krystalle selbst ausgeübte Wirkung.

493 Für den zuletzt angegebenen Satz haben wir schon oben §. 476 den Grund angeführt, der darin liegt, dass in grösserer Entfernung von den Magnetpolen die magnetische Einwirkung auf die Theilchen der Körper nicht mehr so schnell sich ändert als in ihrer Nähe, und daher dort mehr der Einfluss der Unregelmässigkeit der Gestalt der Krystalle auf ihre Einstellung verschwindet.

Auch das andere Gesetz der Anziehung und Abstossung der optischen Axen bedarf noch einiger Abänderungen.

So stellt sich bei schwefelsaurem Zinkoxyd und schwefelsaurer Magnesia, bei Dichroit die Mittellinie der optischen Axen axial, obgleich die Krystalle optisch negativ sind. Auch bei dem positiven Blutlaugensalz wird die Mittellinie der optischen Axen abgestossen und nicht angezogen. Bei anderen Krystallen, wie Schwerspath, Cölestin, stellt sich die Ebene der optischen Axen nur axial, wenn der Krystall so aufgehängt ist, dass diese Ebene senkrecht hängt. Ist diese Ebene horizontal, so stellt sich dagegen die Mittellinie der optischen Axen äquatorial.

In anderen Fällen stellen sich Krystalle mit vollkommen gleichem optischen Verhalten verschieden, jenachdem ihre Masse magnetisch oder diamagnetisch ist, so z. B. Kalkspath und Spatheisenstein, auch schwefelsaures Zinkoxyd und schwefelsaure Magnesia einerseits, schwefelsaures Nickeloxyd andererseits.

In Folge dieser Abweichungen suchten Knoblauch und Tyndall[1]) den Grund der Einstellung der Krystalle direct in der ungleichen Anordnung ihrer Theilchen nach verschiedenen Richtungen, die sich namentlich in den Spaltungsrichtungen der Krystalle deutlich ausspricht.

Als unmittelbares Erfahrungsresultat würde sich bei der Untersuchung der Krystalle des Kalkspaths, Spatheisensteins u. s. w. herausstellen, dass, wenn die Masse der Krystalle magnetisch ist, die Spaltungsrichtung selbst, oder wenn deren mehrere vorhanden sind, die längere Diagonale ihrer Durchschnitte mit der Schwingungsebene des Krystalles sich axial, wenn die Masse der Krystalle aber diamagnetisch ist, sich äquatorial stellt,

Insofern als die Dichtigkeit der Anordnung der Masse der Krystalle in der auf den Spaltungsebenen verticalen Richtung am geringsten ist, folgt aus diesen Erfahrungen zunächst für Krystalle mit einer vorwiegenden Spaltungsrichtung der empirische Satz: Ist die Masse eines solchen Krystalles magnetisch, so stellt sich die Richtung der grössten Dichtigkeit in demselben axial, ist sie diamagnetisch, so stellt sie sich äquatorial,

[1]) Knoblauch und Tyndall, Pogg. Ann. Bd. LXXIX, S. 233; Bd. LXXXI, S. 481. 1850.*

vorausgesetzt immer, dass die auf alle Theile des Krystalles wirkenden magnetischen Kräfte gleich sind.

Die §§. 484 u. 491 angeführten Versuche von Knoblauch und Tyndall mit Körpern, welche nach einer Richtung zusammengepresst sind, und mit Holzstäbchen, die in der Richtung der Fasern am dichtesten sind, können für diesen Satz als Bestätigung dienen.

In ähnlicher Weise würde die Einstellung von Substanzen, welche nach drei aufeinander senkrechten Axen verschiedene Dichtigkeit besitzen, als Resultat der ungleichen Anordnung der Theilchen sich ergeben.

Wir haben indess schon §. 476 bemerkt, dass die ungleich dichte Anordnung der Theilchen allein das Verhalten nicht bedingen könne, vorausgesetzt, dass diese Theilchen selbst nach allen Richtungen durch die magnetischen Kräfte gleich starke magnetische oder diamagnetische Polarität erhalten; denn dann würde eine aus den Körpern gebildete Kugel in allen Lagen in einem gleichartigen Magnetfelde gleiches magnetisches oder diamagnetisches Moment erhalten und so kein Grund für eine besondere Einstellung vorhanden sein. — Selbst wenn die Theilchen polarisirend aufeinander wirkten, würde auch noch nicht jene Anordnung allein zur Erklärung der Einstellung genügen. Werden z. B. in einem Stück Wismuth die Theilchen in einer Richtung einander genähert, so müsste in dieser Richtung die diamagnetische Polarität abnehmen (§. 468). Im Gegentheil nimmt sie aber nach Tyndall's Versuchen zu. 494

Wir werden daher genöthigt, eine nach den verschiedenen Richtungen ungleiche Fähigkeit der einzelnen Theile der Krystalle anzunehmen, vermöge deren sie in diesen Richtungen durch den Einfluss eines Magnetes magnetische oder diamagnetische Polarität erhalten. Durch das Zusammenpressen müsste auch bei unkrystallinischen Körpern diese Fähigkeit der Theile in der Richtung der Pressung vermehrt werden, da Tyndall [1]) z. B. gezeigt hat, dass selbst Wachsstücke bei einseitiger Compression sich mit der comprimirten Richtung axial stellen. — In welcher Weise dabei der Druck auf die Theilchen selbst wirkt, müssen wir bis jetzt unentschieden lassen.

Die Möglichkeit einer solchen ungleichen magnetischen Inductionsfähigkeit der Moleküle, zunächst bei paramagnetischen krystallisirten Körpern, hat schon Poisson [2]) vorausgesehen, indem er ihnen dann statt der Gestalt der Kugel die eines Ellipsoides beilegt.

Als einfachste Annahme würden wir mit Thomson [3]) hinstellen, dass die einzelnen Moleküle der krystallisirten oder gepressten Körper im Allgemeinen durch äussere magnetisirende Kräfte nach drei aufeinander senkrechten Richtungen ein ungleich starkes magnetisches oder dia- 495

[1]) Tyndall, Cosmos, T. I, p. 544. 1852. — [2]) Poisson, Mém. de l'Institut, Vol. V. 1821 — 22. p. 258, Paris 1826.* — [3]) Thomson, Phil. Mag. [4.] Vol. I, p. 177. 1851.*

magnetisches Moment erhielten. Diese drei Richtungen könnten wir mit dem Namen der magnetischen Hauptaxen bezeichnen.

Bei Krystallen, welche nur in einer Richtung ein Maximum oder Minimum der magnetischen oder diamagnetischen Induction besitzen, lässt sich dann die Einstellung in einem gleichartigen Magnetfelde einfach ableiten.

Es sei ein kugelförmiges Molekül des Krystalles in seinem Schwerpunkt vor dem Magnetpol N so aufgehängt, dass auf alle seine Punkte gleiche magnetische Kräfte wirken. Es sei in der Horizontalebene ab die Richtung der stärksten, die darauf senkrechte Linie gh die Richtung der schwächsten magnetischen Induction. Bildet die Richtung der magnetischen Kraft M mit ab den Winkel φ, so lässt sich dieselbe in zwei Componenten $M \cos\varphi$ und $M \sin\varphi$ nach ab und gh zerlegen, welche der Krystallplatte nach den beiden Richtungen die Momente $M.A\cos\varphi$ und $M.B\sin\varphi$ ertheilen mögen. In Folge der Wirkung der magnetischen Kraft M wirken nun auf die Enden von ab und gh die Kräfte $M^2.A\cos\varphi$ und $M^2.B\sin\varphi$, die wir jedesmal nach den Richtungen ab und gh und nach der darauf verticalen Richtung zerlegen. Die ersteren Componenten können nicht wirken, die letzteren bilden Kräftepaare α und β, welche resp. gleich $\alpha = r.M^2.A\cos\varphi.\sin\varphi$ und $\beta = r\,M^2B\sin\varphi.\cos\varphi$ sind, wo r der Radius des Moleküls ist. Sie drehen den Krystall in entgegengesetzter Richtung. Ihre Differenz ist gleich $D = r\,M^2(A - B)\cos\varphi\sin\varphi$. Da nun $A > B$, so wird sich das Molekül gemäss der Richtung des Drehungsmomentes α drehen. — Das Molekül wird im Gleichgewicht sein, wenn $D = 0$ ist. Dies findet statt, wenn $\varphi = 0$ oder $\varphi = 90^0$ ist, also die Axe ab der grössten magnetischen Induction mit der Richtung der magnetisirenden Kraft ns zusammenfällt oder auf ihr senkrecht steht. In ersterem Falle ist das Gleichgewicht stabil, im zweiten labil. Bei diamagnetischen Krystallen wirken die Drehungsmomente gerade in entgegengesetzter Richtung; dieselben sind in stabiler Gleichgewichtslage, wenn die Axe der grössten Induction auf der Richtung ns vertical steht, in labiler, wenn sie der letzteren parallel ist.

Haben wir statt eines Moleküls einen ganzen in seinem Schwerpunkt durch den Aufhängefaden unterstützten Krystall, so ist, welche Gestalt derselbe auch habe, zu beiden Seiten jeder durch den Faden gelegten Verticalebene die Masse des Krystalles gleichmässig verbreitet. Die auf die einzelnen Moleküle wirkenden Drehungsmomente setzen sich dann zu einem gemeinschaftlichen zusammen, welches den Krystall um den Faden als Drehungsaxe in gleicher Weise dreht, wie jene die einzelnen Moleküle. Die Einstellung des Krystalles im gleichartigen Magnetfelde wird also in derselben Weise stattfinden wie wir oben angegeben.

Eine Anziehung der ganzen Masse des Krystalles gegen den Magnetpol kann nicht stattfinden, da die anziehenden und abstossenden Kräfte gleich und gleichmässig zu beiden Seiten des Aufhängepunktes vertheilt sind.

496 Ist der Krystall nicht in seinem Schwerpunkt aufgehängt, so kann das auf den Krystall ausgeübte Drehungsmoment in gewissen Fällen indi-

rect eine Bewegung der ganzen Masse des Krystalles bedingen, selbst wenn er sich in einem gleichartigen Magnetfelde befindet [1]). — Man klebe z. B. eine aus einem Krystall oder einer in einer Richtung zusammengepressten Wismuthmasse geschnittene Platte in horizontaler Lage an das eine Ende eines an einem Coconfaden aufgehängten Armes einer Drehwage und

Fig. 232.

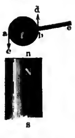


Fig. 233.



bringe ihn so zwischen die Pole eines Magnetes in ein gleichartiges Magnetfeld. Die Axe *ab* (Fig. 232) der grössten magnetischen oder diamagnetischen Induction des Krystalles liege zunächst in der Verlängerung des Armes *ef* der Drehwage. Die Einstellung des Krystalles ist wiederum jedesmal durch das an den Enden der Axe *ab* der grössten Induction wirkende Drehungsmoment *acbd* bedingt. Ist der Krystall magnetisch, so hat dasselbe die in der Figur angegebene Richtung. Da nun der Hebelarm *ea* grösser ist als *bc*, so wird sich der Krystall hierdurch gegen den Pol *N* hinbewegen, und er wäre erst im stabilen Gleichgewicht, wenn *ab* parallel *ns* stände. Ist der Krystall diamagnetisch, so ist das Kräftepaar entgegengesetzt gerichtet, derselbe entfernt sich vom Magnetpol. — Ist die Axe *ab* des Krystalles im Gegentheil gegen den Arm *ef* vertical gestellt (Fig. 233), so würde, wenn der Krystall magnetisch ist, das Kräftepaar *acbd* ihn so zu drehen streben, dass seine Axe mit der Richtung *ns* zusammenfiele. Er würde sich also von den Magnetpolen entfernen. Ist der Krystall diamagnetisch, so wäre er in jener Lage im labilen Gleichgewicht. Sobald er aus derselben heraus ein wenig dem einen oder anderen Magnetpol zugedreht würde, so würde das ihn sollicitirende Kräftepaar ihn zu dem zunächst liegenden Pol hinbewegen und er würde erst im stabilen Gleichgewicht sein, wenn seine Axe *ab* auf der Linie *ns* vertical stände.

Besitzen die Krystalle nach drei aufeinander verticalen Richtungen 497
eine ungleiche Inductionsfähigkeit, so ergiebt sich ihr Verhalten aus folgender Betrachtung, bei der wir, wie oben, nur das Verhalten eines Moleküls zu berücksichtigen brauchen, indem im gleichartigen Magnetfeld der ganze Krystall sich ebenso wie dasselbe verhält.

Bezeichnen wir die magnetischen oder diamagnetischen Momente, welche in der Richtung der drei Hauptaxen in dem Molekül durch eine magnetisirende Kraft Eins erzeugt werden, die in der Richtung jener Axen selbst wirkt, nach ihrer abnehmenden Grösse mit A, B, C. Wirkt dann auf den Körper eine magnetisirende Kraft F, welche mit den Hauptaxen Winkel macht, deren Cosinus λ, μ, ν sind, so sind die nach denselben

[1]) Tyndall, Phil. Mag. [4.] Vol. XI, p. 125. 1856.*

erzeugten Momente $FA.\lambda$, $FB.\beta$, $Fc.\gamma$, und das auf das Molekül ausgeübte Drehungsmoment ist:

$$F^2[\mu^2\nu^2(B-C)^2+\nu^2\lambda^2(C-A)^2+\lambda^2\mu^2(A-B)^2]^{1/2}=F^2D.$$

Dieses Moment wirkt in einer Ebene, deren Normale mit den Axen Winkel macht, deren Cosinus $\frac{\mu\nu(B-C)}{D}$, $\frac{\nu\lambda(C-A)}{D}$, $\frac{\lambda\mu(A-B)}{D}$ sind.

Es mag nun nacheinander das Molekül sich um die Axen A, B, C drehen und die magnetisirende Kraft in den Ebenen BC, CA, AB wirken, und zwar dabei mit der jedesmaligen Axe der grösseren Induction in derselben B, A, A den Winkel φ machen; so sind die Drehungsmomente α, β, γ, welche das Molekül um seine Drehungsaxe bewegen, resp.:

$$\alpha=F^2(B-C)\sin\varphi\cos\varphi;\quad \beta=F^2(A-C)\sin\varphi\cos\varphi;$$
$$\gamma=F^2(A-B)\sin\varphi\cos\varphi.$$

In Folge dieser Kräfte schwingt der Körper.

Nehmen wir an, das Molekül habe Kugelgestalt, so dass sein Trägheitsmoment in Bezug auf alle Durchmesser dasselbe sei, so verhalten sich die Schwingungsdauern bei der Bewegung um die Axen A, B, C:

$$T_A:T_B:T_C=\frac{1}{\sqrt{B-C}}:\frac{1}{\sqrt{A-C}}:\frac{1}{\sqrt{A-B}}.$$

Hieraus folgt:

$$\frac{1}{T_A^2}+\frac{1}{T_C^2}=\frac{1}{T_B^2}.$$

Es ist also die Summe der reciproken Quadrate der Schwingungsdauern des um die Axe der grössten und kleinsten Induction schwingenden Moleküls gleich dem reciproken Quadrat der Dauer der Schwingungen um die Axe der mittleren Induction.

Denken wir uns um das Molekül ein Hülfsellipsoid construirt, dessen drei Hauptaxen mit den drei magnetischen Hauptaxen des Moleküls zusammenfallen und dessen Axen a, b, c gegeben sind durch die Gleichungen: $a=\frac{1}{\sqrt{A}}$, $b=\frac{1}{\sqrt{B}}$, $c=\frac{1}{\sqrt{C}}$. Wirkt dann die magnetisirende Kraft in der Richtung irgend eines der Radii vectores r des Ellipsoides, so ist die Grösse des auf diese Richtung projicirten magnetischen Momentes M des Moleküls gegeben durch den Werth $M=F^2\frac{1}{r^2}$.

Das Hülfsellipsoid hat zwei Kreisschnitte, deren Ebenen durch seine mittlere Axe b gehen und gegen die Ebene der Axen ac geneigt sind um einen Winkel ϑ. Derselbe ist bestimmt durch die Gleichung:

$$\sin\vartheta=\frac{c}{b}\sqrt{\frac{a^2-b^2}{a^2-c^2}}=\sqrt{\frac{B-A}{C-A}}=\frac{T_B}{T_C}=\sqrt{\frac{\gamma}{\beta}}.$$

Wirkt die magnetisirende Kraft auf das Molekül in der Richtung irgend eines der Radii vectores der Kreisschnitte, so bleibt das in derselben Richtung erzeugte magnetische oder diamagnetische Moment durch die ganzen Kreisschnitte dasselbe. Ist daher das Molekül um eine auf einem Kreisschnitte des Hülfsellipsoides verticale Axe drehbar, so ist es in jeder Stellung im Gleichgewicht. Diese Axe ist eine magnetische Axe des Moleküls, deren Lage durch das Verhältniss der Constanten A, B, C bedingt ist. Der Winkel ω zwischen den magnetischen Axen und der Axe der grössten Induction ist gegeben durch die Gleichung:

$$\cos\omega = \sin\vartheta = \frac{T_B}{T_C} = \sqrt{\frac{\gamma}{\beta}}$$

oder:

$$tg\,\omega = \frac{T_C}{T_A} = \sqrt{\frac{\alpha}{\gamma}}.$$

Die Schwingungsdauer um irgend eine Axe, welche mit den magnetischen Axen den Winkel ψ und ψ_1 macht, ergiebt sich ferner:

$$T^2 = T_B^2 . \sin\psi . \sin\psi_1.$$

Eine aus dem krystallisirten Körper geschliffene grössere Kugel verhält sich ganz wie das betrachtete Molekül, da auch in ihr das Trägheitsmoment nach allen Richtungen dasselbe ist.

Hätte man die Kugel an einem Faden zwischen den Magnetpolen so aufgehängt, dass nach einander ihre drei Axen vertical stehen, und jedesmal die Torsionswinkel α', β', γ' bestimmt, welche erforderlich wären, um sie um gleich viel Grade aus ihrer durch die magnetischen Kräfte gebotenen Gleichgewichtslage herauszudrehen, so würden sich die Werthe $\alpha':\beta':\gamma'$ wie die jedesmaligen auf die Kugel ausgeübten Drehungsmomente α, β, γ verhalten, d. i.:

$$\alpha':\beta':\gamma' = (B-C) : (A-C) : (A-B).$$

Daraus fände sich dann der Winkel ω zwischen den magnetischen Axen und der Axe der grössten Induction direct durch die Gleichung:

$$\cos\omega = \sin\vartheta = \sqrt{\frac{B-A}{C-A}} = \sqrt{\frac{\gamma'}{\beta'}},\ tg\,\vartheta = \sqrt{\frac{\gamma'}{\alpha'}}.$$

Es wäre dies eine von Plücker angegebene einfache Methode, um den Winkel ω zu bestimmen.

Bei einaxigen Krystallen sind entweder die Werthe der magnetischen 498
Induction $A = B$, wo dann die der Axe der Symmetrie entsprechende Induction $C < A = B$ und der Krystall negativ ist, oder es ist $B = C$, wo dann $A > B = C$ und die Induction in der Axe der Symmetrie im Maximum, der Krystall positiv ist. Die magnetischen Axen fallen in diesem Fall mit der Symmetrieaxe zusammen. Das Hülfsellipsoid wird ein Rotationsellipsoid.

Ist die Schwingungsdauer einer aus dem Krystall geschliffenen Kugel, deren Drehungsaxe senkrecht auf der Symmetrieaxe steht, gleich T_0, so ist die Schwingungsdauer um eine gegen die letztere um den Winkel φ geneigte Drehungsaxe:

$$T = T_0 \sin \psi.$$

Ganz dieselben Formeln hat **Plücker** abgeleitet, indem er sich die Moleküle der Krystalle als ungleichaxige Ellipsoide vorstellt, welche, wie Ellipsoide von Eisen, durch äussere magnetisirende Kräfte magnetisirt sind, und in welchen die einzelnen Theile polarisirend auf einander einwirken. Bei diamagnetischen Körpern sollte nur die Richtung der Polarität die entgegengesetzte sein. — Indess erkennt **Plücker** selbst an, dass die der obigen Rechnung zu Grunde liegenden, von **Thomson**[1]) herrührenden Principien der Natur völlig entsprechen.

499 Die Richtigkeit der vorher aufgestellten Formeln hat **Plücker** für einen Krystall mit drei ungleichen Inductionsaxen an einer Kugel von ameisensaurem Kupferoxyd von 0,39″ (10mm) Durchmesser geprüft, welche er zwischen den zugespitzten, in einem Abstand von 1,58″ (43mm) von einander befindlichen Enden der Halbanker seines Magnetes aufhängte. Nach der Bestimmung der Lage der magnetischen Hauptaxen (vgl. §. 486) wurden die Schwingungszahlen bestimmt, während der Krystall um die eine oder andere Axe oscillirte. Es ergab sich bei zwei verschiedenen Intensitäten des den Magnet erregenden Stromes:

$$\text{I.}\quad \frac{1}{T_A} = 23,\quad \frac{1}{T_B} = 53,\quad \frac{1}{T_C} = 49.$$

$$\text{II.}\quad \frac{1}{T_A} = 31^1/_2,\quad \frac{1}{T_B} = 73,\quad \frac{1}{T_C} = 67.$$

Daher erhält man:

$$\text{I.}\quad \frac{1}{T_A^2} + \frac{1}{T_C^2} = 2918,\quad \frac{1}{T_B^2} = 2809.$$

$$\text{II.}\quad \frac{1}{T_A^2} + \frac{1}{T_C^2} = 5166.\quad \frac{1}{T_B^2} = 5329.$$

Der halbe Winkel zwischen den magnetischen Axen ergiebt sich hiernach $\omega = 25{,}8$, während er nach directer Beobachtung der Lagen, in denen der Krystall ein indifferentes Gleichgewicht zeigte, gleich $23^1/_2{}^0$ war. Auch bei anderen Lagen des Krystalles bestätigte sich die Theorie.

---

[1]) **Thomson**, Phil. Mag. [4.] T. I, p. 177. 1851;* **Plücker**, Phil. Trans. 1858, T. II, p. 570.*

Als ebenso eine Kugel von Eisenvitriol so aufgehängt wurde, dass die Hauptaxe dieses als magnetisch einaxig zu betrachtenden Krystalls in der horizontalen Schwingungsebene sich befand, dann gegen dieselbe um 45° gehoben oder gesenkt war, ergaben sich die Schwingungsdauern in beiden Fällen in je 20 Secunden $T_o = 62{,}8$, $T = 45$. Das Verhältniss beider ist also $T = 0{,}715\, T_o$, während der Coëfficient von T_o sein müsste $\sin 45° = 0{,}707$. Auch an einer Kugel von Wismuth bestätigten sich diese Resultate. Dieselbe wurde wie die Kugel von Eisenvitriol aufgehängt und der sie tragende Faden jedesmal um einen bestimmten Winkel gedreht, bis die Kugel aus ihrer Gleichgewichtslage um 180° umschlug. Die Drehungen des Fadens bei beiden Anfhängungen der Kugel (wenn die Axe horizontal hing oder um 45° gegen die Horizontalebene geneigt war) standen im Verhältniss von 1 : 0,498. Es ist aber leicht ersichtlich, dass die Drehungsmomente, welche die Kugel bei gleichen Ablenkungen aus ihrer Gleichgewichtslage unter dem Einfluss der Magnetpole in dieselbe zurückführen, sich wie $1 : \cos^2 45° = 1 : 0{,}5$ verhalten müssten.

Directe Messungen über die verschieden starke Anziehung und Abstossung der einaxigen Krystalle von den Magnetpolen nach verschiedener Richtung sind von Tyndall [1]) angestellt worden. 500

Er benutzte hierzu den §. 457 beschriebenen Apparat, durch welchen er das Gesetz der Abnahme der magnetischen Wirkung mit der Entfernung bestimmt hatte. Es wurden auf das Ende des Hebels Kugeln oder Würfel von verschiedenen Krystallen in verschiedenen Lagen gebracht und ihre Anziehung oder Abstossung durch die Magnetpole durch die Torsion T des den Hebel tragenden Fadens gemessen. Vor die Polflächen der Magnetstäbe wurde feines Bristolpapier oder dünne Glasplatten gelegt. Der Magnetismus oder Diamagnetismus der Krystalle entsprach dann dem Werth $\sqrt[2]{T}$. Bezeichnet i die Intensität des den Magnet erregenden Stromes, so ergab sich unter Anderem für eine Kugel von Spatheisenstein:

1) Die Krystallaxe parallel der Magnetaxe:

$i =$	0,268	0,364	0,466	0,577
$\sqrt{T} =$	6,56	8,94	11,36	14,14
$25{,}5\, i =$	6,57	8,91	11,42	14,14.

2) Die Krystallaxe senkrecht gegen die Magnetaxe:

$i =$	0,268	0,364	0,466	0,577
$\sqrt{T} =$	5,52	7,48	9,62	11,44
$20{,}7\, i =$	5,55	7,53	9,64	11,94.

[1]) Tyndall, Pogg. Ann. Bd. LXXXIII, S. 400. 1851.*

Der Magnetismus des Krystalles nimmt also in beiden Lagen proportional der Stromintensität zu. Er ist aber im Verhältniss von 20,7 : 25,5 stärker, wenn die Krystallaxe axial steht, als wenn sie äquatorial steht. Bei freier Aufhängung der Kugel wird daher, wie nach §. 479 bekannt ist, die Axe von den Magnetpolen angezogen.

Bei Kalkspathkugeln ergab sich dagegen die Abstossung im Mittel:

1) die optische Axe der Axe der Magnetstäbe parallel . 55
2) „ „ „ senkrecht gegen dieselbe . . . . 49,5.

Es ist also, wie beim Spatheisenstein die Anziehung, so hier die Abstossung in der Richtung der Hauptaxe grösser, als in der darauf senkrechten Richtung des Krystalls. Bei freier Aufhängung würde sich also, wie in §. 479, die Hauptaxe des Kalkspaths äquatorial stellen.

Bei einem Würfel von Eisenvitriol ergab sich:

Anziehung

1) die bei freier Aufhängung des Würfels zwischen den Magnetpolen axiale Linie in der Axe der Magnetstäbe 41,5
2) dieselbe Linie senkrecht gegen die Axe der Magnetstäbe . . 35,4;

bei einem Wismuthwürfel betrug die Abstossung:

1) Die Spaltungsebene parallel den Axen der Magnetstäbe . . 153
2) „ „ senkrecht auf den Axen der Magnetstäbe 110.

Wismuthwürfel, die aus einem in einer Richtung zusammengepressten Cylinder von Wismuthpulver geschnitten waren, welches mit Gummiwasser angemacht war, zeigten ganz analog eine grössere Abstossung, wenn die Linie der Compression parallel der Axe der Magnetstäbe lag, als wenn sie senkrecht gegen dieselbe stand. Das Umgekehrte zeigten in gleicher Weise präparirte Würfel von Spatheisensteinpulver. Auch die §. 484 erwähnten zusammengepressten Würfel aus einem Wismuthkrystall ergaben bei diesem Verfahren eine stärkere Abstossung, wenn die Richtung ihrer Pressung mit der Magnetaxe zusammenfiel, als wenn sie senkrecht gegen dieselbe stand. — Ganz analog verhielten sich Würfel aus diamagnetischem Wachs, aus diamagnetischer Brotkrume, welche vorher in einer Richtung zusammengepresst waren.

501 Hankel[1]) hat die diamagnetische Abstossung nach verschiedenen Richtungen hauptsächlich an einem Cylinder von Wismuth von 18^{mm} Länge und $8,4^{mm}$ Durchmesser bestimmt, der aus einem krystallinischen Stück vermittelst des Drehstahls gedreht worden war, und in dem die

[1]) Hankel, Leipziger Berichte 1851, S. 99.*

Hauptspaltungsrichtung der Axe parallel lag. Derselbe wurde mit seiner Axe in verticaler Lage zwischen zwei übereinander befindlichen Spitzen in einer Gabel eingeklemmt, welche an dem einen Ende des einen, 128^{mm} langen Arms des Hebels einer Drehwage befestigt war. Der andere Arm des Hebels war durch ein Gegengewicht belastet und daselbst ein Spiegel befestigt, dessen Ebene auf der Axe des Arms vertical stand. Seine Stellung wurde mittelst Fernrohr und Scala abgelesen. Ueber dem Cylinder befand sich eine horizontale getheilte Messingscheibe von 26^{mm} Durchmesser, mit welcher der Cylinder um seine Axe gedreht werden konnte. Vor demselben wurde in einer gegen den Arm der Drehwage senkrechten Lage horizontal ein aus zwei Lamellen bestehender Stahlmagnet hingelegt. Es erfolgte eine Abstossung oder auch Anziehung G, die je nach der Lage des Cylinders verschieden stark war und den Hebel der Wage um eine verschiedene Anzahl Grade ablenkte. Wurde der Wismuthcylinder aber an einem Coconfaden unten an den Hebel der Drehwage gehängt, so dass der Magnet nur auf den Arm mit der Messingscheibe wirkte, so fand eine Anziehung und Annäherung des Arms an den Magnet um eine Anzahl Grade $-g$ statt, welche bei verschiedenen Drehungen der Messingscheibe um ihre Axe bestimmt wurde. Die Differenz beider Werthe G und g giebt die Abstossung a des Wismuthcylinders allein. Als Mittel von je vier Versuchen, bei denen der Wismuthcylinder um eine bestimmte Anzahl Grade nach rechts und links von der Lage aus gedreht wurde, bei der seine Spaltungsebene auf der Magnetaxe senkrecht stand, ergab sich die Abstossung:

Neigung der Normale auf die Spaltungsebene gegen die Magnetaxe φ	Abstossung a beobachtet	Abstossung a berechnet
$\pm 15^0$	94,1	93,7
$\pm 45^0$	113,3	113,3
$\pm 75^0$	132,4	133,0

Die berechneten Werthe sind nach der Formel $a = 90{,}7 + 45{,}3 \sin^2 \varphi$ erhalten, dass also die Abstossung im Minimum ist, wenn die Spaltungsebene des Wismuths auf der Magnetaxe senkrecht steht und mit dem Quadrat des Sinus ihrer Drehung nach beiden Seiten zunimmt. Das Verhältniss des Minimums und Maximums der Abstossung ergiebt sich wie 0,67 : 1.

Würde man diese Versuche in der Weise anstellen, dass die Krystalle, 502 statt in Luft, in einer Flüssigkeit sich befänden, so würde man dieselbe so wählen können, dass die Anziehung oder Abstossung der Krystalle, deren Masse magnetisch oder diamagnetisch ist, bei der einen Stellung kleiner, bei der anderen grösser wäre, als die Anziehung oder Abstossung der verdrängten Flüssigkeit, so dass in dieser Flüssigkeit ein Krystall von magnetischer Masse in der einen Lage, in der er weniger vom Magnet afficirt wird, abgestossen, in der anderen Lage aber angezogen würde;

ein Krystall von diamagnetischer Masse in der ersteren Lage angezogen, in der zweiten abgestossen würde. Um hierzu Krystalle, welche sich in Wasser und den Salzlösungen auflösen würden, verwenden zu können, tauchte sie Faraday[1]) zuerst in geschmolzenes Wachs, zog sie heraus und liess sie erkalten. Diese Krystalle wurden in verschiedenen Lagen an dem einen Arm des Hebels der Drehwage befestigt, welcher für diese Versuche senkrecht nach unten gebogen war, und so in der Luft und in verschiedenen Flüssigkeiten vor dem Pol eines Magnetes untersucht. Namentlich Krystalle von rothem Cyaneisenkalium, welche in Wasser von den Magnetpolen angezogen, in concentrirter Eisenvitriollösung abgestossen werden, eignen sich zu diesen Versuchen. Lag bei den untersuchten Krystallen die magnetische Axe axial, so wurden sie in Eisenvitriollösung, die weniger als 11 Volumina der concentrirten Lösung auf 6 Volumina Wasser enthielt, angezogen. Lag die Axe der Krystalle äquatorial, so wurden sie in allen Lösungen abgestossen, die mehr als 18 Volumina der concentrirten Lösung auf 6 Volumina Wasser enthielt. In den zwischen den beiden genannten Lösungen stehenden Lösungen würden sie also in der ersten Lage angezogen, in der zweiten abgestossen worden sein; in einer Flüssigkeit, die 14 bis 15 Volumina der concentrirten Lösung und 6 Volumina Wasser enthielt, war die Anziehung in der einen Lage etwa ebenso gross wie die Abstossung in der anderen. Da die Masse des Kalkspathes im Alkohol von den Magnetpolen angezogen, in Eisenvitriollösung angezogen wird, würde man auch aus Alkohol und letzteren Flüssigkeiten eine Mischung herstellen können, in der der Kalkspath bei der einen Lage von dem Magnetpol angezogen, bei der anderen abgestossen wird.

503 Es ist indess einleuchtend, dass die Magnekrystallkraft, mit welcher eine aus einem ungleichaxigen Krystall geschliffene, in ihrem Schwerpunkt befestigte und um denselben drehbare kreisförmige Scheibe oder Kugel in einer bestimmten Richtung sich zwischen den Magnetpolen einstellt, nicht dadurch geändert werden kann, dass man die Scheibe oder Kugel, statt im luftleeren Raume, in verschiedenen gasförmigen oder flüssigen Medien aufhängt, welche magnetischer oder diamagnetischer sind als die Masse des Krystalles, vorausgesetzt dass die Moleküle der Krystalle nicht magnetisirend aufeinander einwirken und sich durch das umgebende Medium die Vertheilung des Magnetismus in den Krystallen nicht ändert. Die Krystalle werden sich verhalten wie eine Kugel von Stahl, welche ein permanentes magnetisches Moment in der Richtung eines Diameters erhalten hat. Dies hat Faraday[2]) auch durch das Experiment bewiesen, indem er Prismen aus verschiedenen Krystallen

---

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. XXX, Phil. Trans. 1856, p. 159;* Pogg. Ann. Bd. C, S. 111 u 439. 1857.* — [2]) Faraday, Exp. Res. Ser. XXII, §. 2498;* Ser. XXX, §. 3368 u. flgde.

schnitt, sie an einem Faden zwischen die Magnetpole hängte, und nun, sowohl während das Krystallprisma in der Luft, wie auch in Flüssigkeiten schwebte, die Drehung des Fadens bestimmte, welche erforderlich war, um denselben aus seiner durch die magnetische Einwirkung bedingten Lage soweit zu drehen, dass er eine neue Gleichgewichtslage annahm, in welcher er um 180° gegen die erste Lage sich umgewendet hatte. Durch Drehen des Fadens im einen und anderen Sinne konnten die Fehlerquellen eliminirt werden. Auch wurde vor dem Versuch der Faden so eingestellt, dass der Krystall während der Einwirkung des Magnetes dieselbe Ruhelage beibehielt, wie vor derselben, der Faden also hierbei nicht gedreht wurde.

So ergab sich die zum Umschlagen des Krystalls erforderliche Torsion unter Anderem:

	Wismuth, achteckiges Prisma, Magnekrystallaxe horizontal	Turmalin, quadratisches Stück aus einem Prisma, die Axe horizontal	Spatheisenstein, achteckiges Prisma, die Magnekrystallaxe horizontal
Luft	2250°	1070	543
Alkohol	2269°	1081	—
Wasser	2230°	1082	542
Concentrirte Lösung von Eisenvitriol	2234°	1081	542

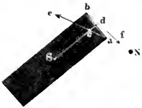
Ganz ebenso verhielt sich ein Krystall von Blutlaugensalz in Luft und Camphin, wo die Torsionen 314 und 316, und der Wismuthcylinder in Wasser und geschmolzenem Phosphor von 70° C., wo die Torsionen 1945° und 1950° betrugen.

Sind die auf die einzelnen Punkten eines Krystalles wirkenden magnetischen Kräfte nicht gleich gross, so compliciren sich die Erscheinungen. Wir wollen hier nur beispielsweise einen Fall betrachten und dabei nur die in der Richtung der stärksten Induction erzeugte Polarität berücksichtigen. 504

Es sei AB (Fig. 234 a. f. S.) ein Wismuthstab, in welchem die Richtung der stärksten diamagnetischen Induction auf seiner Axe vertical stehe, so dass er sich in dem gleichartigen Magnetfeld mit letzterer axial einstellt. Derselbe sei vor dem zugespitzten Magnetpole N im Punkte S so aufgehängt, dass er in der Horizontalebene schwingen kann. Die einzelnen Moleküle des Stabes werden z. B. in der Richtung ab Polarität erhalten. Auf ihre Pole wirken dann von N aus Kräfte, wie ae und bf. Man verlege dieselben nach

den Punkten *c* und *d* der Axe des Stabes und zerlege sie dann in je zwei Componenten, von denen die einen mit der Axe *Sc* zusammenfallen, und so auf den Stab kein Drehungsmoment ausüben, die anderen auf *Sc* senkrecht stehen. Nimmt nun der Magnetismus sehr schnell von

Fig. 284.



den Polen an ab, so dass *ae* viel grösser als *bf* ist, so kann es kommen, dass das Product der in *c* angreifenden auf *Sc* verticalen Componente von *ce* mit dem Hebelarm *Sc* grösser ist als das Product der entsprechenden, an *d* angreifenden Componente von *bf* mit *Sd*. Der Stab wird auf diese Weise, entgegen dem Verhalten im gleichartigen Magnetfeld, mit seiner Längsrichtung in die äquatoriale Lage getrieben, wie wenn seine Masse als solche abgestossen würde. — Entfernt man den Magnetpol von dem Stab, oder hebt denselben über seine Ebene empor, so nimmt in der weiteren Entfernung die auf die einzelnen Theile des Stabes wirkende Kraft nicht mehr so schnell ab; die Kräfte *ae* und *bf* werden mehr und mehr einander gleich, und der Stab erhält durch sie ein Drehungsmoment, welches ihn mit seiner Axe *Sc* in die axiale Lage überführt.

505 Diese Aenderung der Einstellung hat Tyndall[1]) auch experimentell verfolgt, indem er über, unter und zwischen die zugespitzten Halbanker eines Elektromagnetes Stäbchen von krystallinischen, magnetischen und diamagnetischen Stoffen hängte.

Bei all diesen Körpern war die Längsrichtung des zwischen die Magnetpole gebrachten Stückes so gewählt, dass die durch die molekulare Structur bedingte Einstellung der durch die Gestalt bedingten entgegenwirkte.

Bei allen Körpern, deren Masse diamagnetisch war, stellte sich die Längsrichtung des horizontalen Querschnittes zwischen den Polen äquatorial, darüber und darunter axial, so bei Weinsäure, Wismuth, Citronensäure, Salpeter, Schwerspath u. s. w., dagegen bei allen magnetischen Körpern zwischen den Polen axial, darüber und darunter äquatorial, so bei Kaliumeisencyanid, Beryll, Eisenvitriol, Spatheisenstein, Turmalin, schwefelsaurem Nickeloxyd u. s. w.

In Folge dieser und ähnlicher Versuche glaubte man früher, die auf die verschiedenen Richtungen in den Krystallen wirkende Magnekrystallkraft von den auf ihre Masse wirkenden magnetischen Kräften unterscheiden zu dürfen, und nahm an, dass die Magnekrystallkraft mit der Entfernung von den Polen langsamer abnehme als die letzteren Kräfte; eine Vermuthung, die durch obige Erklärung beseitigt wird.

---

[1]) Tyndall, Phil. Trans. 1855, p. 1;* Phil. Mag. [4.] Vol. X, p. 162.*

Wollte man die Vorstellung eines magnetischen Mediums beibehalten, in welchem alle mehr oder weniger magnetische Körper nur durch die Differenzwirkung polar würden und sich einstellten (vgl. §. 454), so würde sich daraus für das Verhalten eines Körpers, der in einer Richtung, sei es durch krystallinische Structur oder Zusammenpressung, dichter wäre als in den übrigen, folgende Betrachtung ergeben. Möchte nun die Masse des Körpers sich in dem umgebenden Medium magnetisch oder diamagnetisch verhalten, d. h. stärker oder schwächer magnetisch sein als dasselbe, so musste stets der Magnetismus des Körpers durch die Verdichtung in gleichem Sinne sich ändern, also stets, sowohl bei magnetischen wie diamagnetischen Körpern der Magnetismus zunehmen, oder, was dasselbe wäre, der Diamagnetismus abnehmen, oder in beiden Fällen das Umgekehrte eintreten. — Der Versuch zeigt im Gegentheil, dass der Magnetismus der magnetischen und auch der Diamagnetismus der diamagnetischen Körper durch die Pressung zunimmt. — Man müsste dann also, um obige Vorstellung noch beibehalten zu können, die complicirtere Annahme machen, dass in den Körpern neben ihrer magnetischen Masse auch noch das magnetische Medium enthalten wäre, und dieses Medium bei der Pressung durch die Massentheile selbst verdrängt würde. Bei den magnetischen Körpern würde dann stärker, bei den diamagnetischen schwächer magnetische Masse an die Stelle dieses Mediums kommen, und so würde der Magnetismus wie der Diamagnetismus in der Richtung der Pressung vermehrt werden [1]). 506

Plücker [2]) hat untersucht, ob nicht der Magnetismus auf die Krystallbildung einen Einfluss haben könne. Er goss in eine runde, zwischen den Polen eines Elektromagnetes stehende Porzellanschale von 20^{mm} Durchmesser, welche in einem Sandbade erwärmt war, geschmolzenes Wismuth und liess dasselbe langsam erkalten. Auf der erstarrten Masse wurde die äquatoriale Richtung durch eine Linie bezeichnet. Wurde dieselbe nun für sich zwischen den Polspitzen horizontal aufgehängt, so stellte sich jene äquatoriale Linie wieder äquatorial ein. Wismuth, welches in länglichen Höhlungen von etwa 12^{mm} Länge und 6^{mm} Breite auf einem Stück Holzkohle zwischen den Polen des Magnetes in der Lage erstarrt war, dass die grössere Ausdehnung der erstarrten Masse in der axialen Lage sich befand, nahm gleichfalls beim freien Aufhängen dieselbe Stellung ein, die es beim Erstarren innehatte. — Aehnliche entsprechende Versuche hat auch der Verfasser [3]) angestellt. — Indess ist zu untersuchen, ob nicht etwa die hierbei verwendeten Wismuthmassen geringe Spuren Eisen enthielten, welche durch die magnetische Anziehung in der geschmolzenen Masse sich gegen die Magnetpole hin- 507

[1]) Vgl. Tyndall, Phil. Mag. [4.] Vol. IX, p. 205. 1855;* Thomson, ibid. p. 290;* auch Williamson, ibid. p. 541;* Hirst, ibid. Vol. X, p. 442.* — [2]) Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXVI, S. 584. 1849.* — [3]) Wiedemann, Pogg. Ann. Bd. LXXVII, S. 537. 1849.*

zogen und beim Aufhängen der erstarrten Masse ihre Einstellung bedingten. Faraday [1]) hat in dieser Beziehnng nur negative Resultate gefunden.

v. Quintns Icilius [2]) hat sogar nachzuweisen gesncbt, dass das Wismutb beim Erstarren zwischen den Magnetpoten eine danernde diamagnetische Polarität annimmt.

In einer kleinen Porzellanschale wurden 274^{grm} käufliches Wismuth über Koblenfeuer geschmolzen. Die Schale wurde sodaun zwiscben die Pole eines erregten Elektromagnetes gebracht. Nachdem sie fast bis zur Temperatur der nmgebenden Lnft abgekühlt war, wurde der den Magnet erregende Strom geöffnet. Das aus der Schale herausgenommene erstarrte Wismuthstück wurde anf einem runden Holzklotz befestigt, welcher zwiscben den Polen eines, mit einem Planspiegel verschenen, an einem Drath horizontal aufgehängten hufeisenförmigen Stablmagnetes stand und durcb einen Schnurlauf um eine verticale Axe hin und her gedreht werden konnte. Geschahen die Drehungen abwechselnd nach entgegengesetzten Richtungen, gleichzeitig mit den Schwingungen des Magnetes, so konnte derselbe in lebhafte Oscillationen versetzt oder, wenn die Drebnngen zu denselben Zeiten in entgegengesetzter Richtung erfolgten, wieder zur Rnbe gebracht werden. Die Bewegungen des Magnetes zeigten, dass das Wismutbstück eine solche Polarität angenommen hatte, dass an der Seite desselben, welche beim Erstarren dem Nordpol des Elektromagnetes zugekebrt war, ein Südpol, an der entgegengesetzten Seite ein Nordpol entstanden war; gerade wie dies in einem Stablstab der Fall sein würde.

Wurde das Wismuthstück nach dem Erstarren in entgegengesetzter Lage zwischen die Magnetpole gebracht, so nahm seine Polarität sebr wenig ab und kehrte sich in keiner Weise nm.

Obgleich das Wismuth käufliches, d. h. eisenhaltig war, so schliesst deshalb Q. Icilius, dass die Polarität desselben nicht auf dem Eisengebalt bernbe, sondern durch Indnctionsströme, ähnlicb wie die diamagnetische Polarität, bedingt sei. — Die Entstehung derselben erklärt er folgendermaassen: In einem festen Stück Wismuth werden zwischen den Magnetpolen Moleknlarströme indncirt, welche in festen, um die Wismuthmoleküle laufenden Bahnen circuliren, aber im Allgemeinen denen im Magnet entgegengerichtet sind. Dieselben danern bebarrlich an. Wären die Moleküle frei beweglich, so würden sie sich nmkehren, so dass die Bahnen der Molekularströme den Babnen der Molekularströme im Magnet parallel nnd die Molekularströme im Wismuth und Magnet selbst gleichgericbtet würden. Dies tritt erst ein, wenn das Wismuth geschmolzeu wird. Bei der jetzt erfolgenden Umkebrung der Moleküle werden aber dnrch den Magnet wiederum in ihnen Ströme inducirt, welche den zuerst in ihnen inducirten entgegengesetzt gerichtet sind und sie daher anfheben. Bei

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. XXII, §. 2502 u. flgde.* — [2]) v. Quintus Icilius, Gött. Nachr. 1860, S. 296.*

dem Erstarren bleiben die Moleküle in ihrer Lage. Wird aber dann der den Magnet erregende Strom geöffnet, so werden wiederum in denselben Molekularströme inducirt, die denen im Magnet gleichgerichtet sind und daher bei ihrem Beharren die dauernde Polarität des Wismuths erzeugen. — Immerhin könnte man aber auch noch annehmen, dass die im käuflichen Wismuth vorhandenen Eisenmoleküle beim Schmelzen desselben leicht beweglich werden und nun durch den Einfluss des Magnetes sich richten. Erstarrte die Wismuthmasse, so würden dabei die Eisenmoleküle in ihrer magnetischen Lage fixirt, so dass selbst eine entgegengesetzte magnetische Einwirkung sie nicht leicht aus derselben entfernen könnte. So behielte die Wismuthmasse dauernd ihre erste beim Schmelzen erlangte Polarität. — Es wäre daher wohl sehr wünschenswerth, dass die Versuche mit ganz reinem Wismuth wiederholt würden.

IV. Einfluss der Wärme auf das magnetische und diamagnetische Verhalten der Körper.

Wir haben schon §. 413 u. 414 angeführt, dass der temporäre Magnetismus des Eisens, Nickels und Kobalts beim Erhitzen nur bis zu einem bestimmten Grade wächst, dann aber wieder abnimmt. Man kann dieses auch zeigen, indem man zwischen die Pole des Magnetes Eisen- und Nickelstäbchen in horizontaler Lage an einem dünnen verticalen Platindrath befestigt, der an einem Coconfaden aufgehängt ist. Erhitzt man die Stäbchen durch eine Flamme bis zum Glühen, so verlängert sich die Dauer ihrer Schwingungen um die axiale Lage. 508

Die Oxyde des Eisens, Nickels und Kobalts, in gleicher Weise behandelt, indem man sie z. B. für sich oder in Glasröhrchen aufhängt, scheinen weniger an Magnetismus zu verlieren, als die Metalle selbst [1]).

Dieselben Resultate erhält man nach Plücker [2]), wenn man, wie in §. 462 beschrieben, die Substanzen in Glas- oder Metallschälchen erwärmt, sie so an eine Wage hängt und von den Magnetpolen abreisst. Durch ein in die Schälchen gesenktes Thermometer kann man die Temperatur der Körper bestimmen. — So nimmt der Magnetismus des Eisenoxydes von 30° bis etwa 300 bis 400° um 25 Proc. ab; Nickeloxyd verliert beim Erwärmen von niederen Temperaturen ab viel Magnetismus, bei höheren ändert sich derselbe mit weiterer Steigerung der Temperatur nur wenig.

Bei diamagnetischen Körpern vermindert sich gleichfalls nach diesen Versuchen mit Erhöhung der Temperatur der Diamagnetismus. Indess ist diese Abnahme nicht bei allen Stoffen dieselbe. Beim Stearin, Schwefel und Quecksilber ist die Aenderung des Diamagnetismus hierbei fast

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. XXI, §. 2343 u. flgde.* — [2]) Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXIV, S. 370. 1848;* Bd. LXXV, S. 177. 1848.*

unmerklich; beim Wismuth nimmt derselbe beim Erwärmen von der Lufttemperatur bis zum Schmelzpunkt, nach Plücker, bis etwa auf den sechsten Theil ab. Nach Matteucci[1]) würde diese Abnahme noch bedeutender sein. Er brachte zwischen die Magnetpole ein Stäbchen von kaustischem Kalk, dessen eines Ende ausgehöhlt war. Eine Spur Kolkotbar bewirkte, dass dieses Ende von den Magnetpolen angezogen wurde. Wurden in die Höhlung einige Grammen Wismuth gebracht, so wurde das Ende abgestossen; wurde das Wismuth geschmolzen, so ergab sich eine Anziehung, die indess wieder der Abstossung Platz machte, sobald das Wismuth erstarrte. — Der Schluss, welchen Matteucci hieraus zieht, dass der Diamagnetismus des Wismuths beim Schmelzen aufhört, scheint nicht ganz gerechtfertigt; derselbe braucht nur sehr stark vermindert zu sein.

Einige fernere Versuche über die Aenderung des Magnetismus mit der Temperatur wurden von Faraday[2]) gemacht, indem er durch die Torsion des Fadens, welcher kleine, aus den Körpern geformte Stäbe zwischen den Magnetpolen trug, dieselben aus ihrer Gleichgewichtslage in die um 180° dagegen gedrehte umschlug.

Bei einem Spatheisensteinplättchen, dessen magnetische Axe senkrecht hing, und das in einem Oelbade zwischen den Magnetpolen erwärmt wurde ergab sich zwischen 35° und 142° C. die Abnahme der magnetischen Kraft für 10° C. etwa $^1/_{30}$. Es ist indess hierbei zu berücksichtigen, dass der Diamagnetismus des Oeles, in welchem der Krystall hing, sich gleichfalls mit der Temperaturerhöhung geändert haben kann.

509 Beim Abkühlen vermehrt sich der temporäre Magnetismus der Stoffe. Indess ist diese Zunahme beim Mangan, Chrom nicht merklich[3]).

Man könnte vermuthen, dass bei starker Erkältung unmagnetische und diamagnetische Körper temporären und permanenten Magnetismus annehmen könnten.

Durch Abkühlung bis — 104° C. in einem Bade von fester Kohlensäure und Aether im Vacuum ist es indess Faraday[4]) nicht gelungen, irgend einen diamagnetischen Stoff magnetisch zu machen.

Die verschieden starke Abnahme des Magnetismus und Diamagnetismus mit der Temperatur bei verschiedenen Körpern kann bewirken, dass das magnetische Verhalten einzelner, aus magnetischen und diamagnetischen Substanzen gemengter Stoffe sich umkehrt. — So ist unreines, eisenhaltiges Quecksilber bei niederen Temperaturen magnetisch, bei höheren Temperaturen diamagnetisch[5]), da der Magnetismus des in ihm enthaltenen Eisens bei der Erwärmung weit schneller abnimmt, als der Diamagnetismus des reinen Quecksilbers.

[1]) Matteucci, Compt. Rend. T. XXXVI, p. 740. 1853.* — [2]) Faraday, Exp. Res. Ser. XXX, §. 3421 u. flgde.* — [3]) Faraday, Phil. Mag. [3.] Vol. XIV, p. 161. 1839;* Pogg. Ann. Bd. XLVII, S. 218;* Phil. Mag. [3.] Vol. XXVII, p. 1. 1845;* Exp. Res. Vol. III, p. 444;* Pogg. Ann. Bd. LXV, S. 643.* — [4]) Faraday, l. c. — [5]) Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXIV, S. 379. 1848.*

Auch bei den Gasen ändert die Temperaturerhöhung den Magnetismus. Dies zeigte Faraday[1]), indem er in ein Glasrohr eine kleine Spirale von Platindrath einlegte, und sie durch einen galvanischen Strom zum Glühen brachte. Er leitete durch dieses Rohr verschiedene Gase zwischen die Pole eines Elektromagnetes und bestimmte die Richtung des heissen Gasstromes entweder durch das Gefühl mit dem Finger oder durch ein gewöhnliches Thermometer oder ein Breguet'sches Thermoscop, welches dem Ausströmungsrohr gegenübergestellt war, oder indem die Gase gegen eine dünne, mit Wachs überzogene Glimmerplatte strömten, und nun die Stelle beobachtet wurde, an der durch den Gasstrom das Wachs abschmolz. Die Gase strömten, wie bei den früheren Versuchen (§. 435), in einem Kasten aus, welcher die Pole des Magnetes überdeckte und meist mit demselben Gase gefüllt war, welches aus dem Rohre strömte. 510

War z. B. der Kasten mit Luft gefüllt und liess man einen heissen Luftstrom von unten nach oben durch den Zwischenraum zwischen den Magnetpolen strömen, so wich er stets in äquatorialer Richtung ab. Während also das Wachs auf der Glimmerplatte vor der Erregung des Magnetes gerade über der Ausströmungsöffnung abschmolz, war die Stelle des Abschmelzens nach der Erregung des Magnetes in äquatorialer Richtung verschoben. Der Magnetismus der Luft nimmt also mit der Erwärmung ab.

Ein Kohlensäurestrom zeigte ebenfalls eine Ablenkung in äquatorialer Richtung; Stickstoff zeigte sich indifferent; Sauerstoff zeigte den Verlust an Magnetismus sehr bedeutend. — Ebenso nimmt bei ölbildendem Gase der Diamagnetismus mit der Temperaturerhöhung stark zu, bei Wasserstoff weniger.

Von besonderem Interesse ist der starke Diamagnetismus der Flamme und des Rauches, welcher erstere zuerst von Bancalari[2]) beobachtet worden ist. Es sind hierbei die Flamme und der Rauch als Gemenge von glühenden Gasen mit den in denselben ausgeschiedenen, gleichfalls glühenden, festen Körpern anzusehen[3]). 511

Lässt man von einer Räucherkerze oder einem Stück glimmenden Feuerschwammes oder von einem mit Grünspan gefärbten und nach dem Brennen ausgeblasenen Wachsstock den Rauch zwischen den Magnetpolen hindurchgehen, so wird derselbe kaum aus seiner perpendikulären Richtung abgelenkt, wenn die Kerze oder der Schwamm mehrere Zoll unter den Magnetpolen steht, der Rauch also schon kalt geworden ist. Er wird aber sogleich in äquatorialer Richtung aus der Verbindungslinie der beiden Pole herausgetrieben, wenn der glimmende Körper den Magnetpolen näher steht, so dass der zwischen sie kommende Rauch noch heiss ist[4]). Der heisse Rauch ist also diamagnetischer als kalter.

[1]) Faraday, Phil. Mag. [3.] Vol. XXXI, p. 416. 1847;* Exp. Res. Vol. III, p. 485;* Pogg. Ann. Bd. LXXIII, S. 256;* Exp. Res. Ser. XXVI, §. 2855.* — [2]) Bancalari-Zantedeschi Raccolta T. III; Pogg. Ann. Bd. LXXIII, S. 286. 1848.* — [3]) Faraday, Phil. Mag. [3.] Vol. XXXI, p. 401. 1847;* Exp. Res. Vol. III, p. 467.* — [4]) Faraday, l. c.

512 Legt man zwei konische Halbanker anf den Elektromagnet und setzt zwischen sie eine Kerzenflamme, so drückt sich dieselbe beim Magnetisiren in axialer Richtnng znsammen nnd dehnt sich in äquatorialer Richtung aus. Die Flamme verkürzt sich dabei in ihrer Höhe, brennt aber lebhaft, indem Luftströme von den Polen zur Flamme gehen.

Fig. 235 bis 238 stellen hierbei die verschiedenen Gestalten der Flamme einer Stearinkerze dar, wenn sie verschieden gegen die Magnetpole gestellt wird nnd letztere ihr mehr oder weniger genähert werden.

Fig. 235.



Fig. 236.



Bei Fig. 235 und 236 stehen die Polspitzen in 35mm Abstand von einander auf $^{7}/_{8}$ der Höhe der Flamme; Fig. 235 ist der äqnatoriale, Fig. 236 der axiale Dnrchschnitt derselben; bei Fig. 237 stehen die Pole auf $^{1}/_{2}$ der Höhe, bei Fig. 238 dicht über dem Docht.

Fig. 237.



Fig. 238.



Steht die Flamme ganz über der Polfläche, so bewirkt diese Abstossung an Stelle der Verbreiterung eine Verlängerung der Flamme nach oben [1]). — In allen Fällen findet also eine diamagnetische Abstossung der Flamme statt.

Eine grosse Flamme von Aether, welcher auf Baumwolle getropft ist, theilt sich, wenn sie zwischen die Magnetpole heraufbrennt, in zwei ganz getrennte, auf beiden Seiten der axialen Linie liegende Theile.

Flammen von Schwefel, Phosphor, Alkohol, Wasserstoff verhalten sich ganz ebenso. Selbst anch die Flamme von Alkohol, die aus einem

---

1) Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXIII, S. 569. 1848.*

dick mit Eisentheilchen bestreuten Dochte herausbrennt und deshalb gelb gefärbt ist, zeigt dasselbe diamagnetische Verhalten [1]).

Bei einem schwachen Magnet kann man die Wirkung auf die Flamme in einer etwas veränderten Weise sehr gut zeigen. Man setzt auf die Polflächen Anker mit parallelepipedischen Flächen und nähert diese so, dass die Flächen in einem spitzen Winkel von etwa 15 Grad mit der einen senkrechten Kante nahe aneinandertreten. Die völlige Berührung hindert man durch ein zwischengelegtes Stück Messingblech. Lässt man eine Kerzenflamme zwischen den Flächen gerade in die Höhe brennen und schliesst den den Magnet erregenden Strom, so wird die Flamme in schräger Richtung aus dem Zwischenraum zwischen den Polflächen herausgetrieben.

Wendet man durchbohrte Magnetpole an, zwischen die man die Flamme bringt, so ziehen sich neben der äquatorialen Ausbreitung auch wohl noch zwei Streifen von der Flamme in die Durchbohrungen hinein [2]).

Bei Erhöhung der Temperatur nimmt auch die Kraft, mit der sich die Krystalle zwischen den Magnetpolen einstellen, ab, sowohl wenn ihre Masse magnetisch, als auch wenn sie diamagnetisch ist. Es lässt sich dies gut an einem Wismuthkrystall zeigen. — Einige genauere Versuche hierüber hat Faraday [3]) angestellt, indem er, wie in §. 508, die Drehung des die Krystalle zwischen den Magnetpolen tragenden Fadens bestimmte, bei der dieselben um 180° umschlugen. Die Krystalle hingen dabei an einem Drath in einem Kupfercylinder von 1,1″ Durchmesser und 3″ Tiefe, der mit Camphin, Wasser oder Oel gefüllt war und in einen zwischen die Magnetpole gestellten, mit Oel oder mit Wasser gefüllten parallelepipedischen kupfernen Kasten eingesetzt wurde. Dieser Kasten wurde erhitzt und die Temperatur der Flüssigkeit bestimmt. 513

So ergab sich die zum Umschlagen des Krystalls erforderliche Torsion des Fadens bei einem in Oel aufgehängten Wismuthkrystall:

Temperatur:	137° C.	115°	100°	90°	80°	65°	55°	45°	36° C.
Torsion:	82	87	105	109	119	138	145	160	175

Innerhalb der Grenzen der Versuche würde die Kraft etwa für 100° C. Temperaturerhöhung um 0,53 abnehmen. — Aehnliche Werthe ergab die Untersuchung eines anderen Krystalls in Wasser, und von Wismuth, welches in einer Richtung comprimirt war. — Ein Antimonkrystall verlor bei dunkler Rothglühhitze seine Magnekrystallkraft.

Beim Turmalin nimmt ebenso die Kraft der Einstellung mit der Temperaturerhöhung von — 14° bis + 143° C. etwa um 0,5 ab.

Ein Krystall von kohlensaurem Eisenoxydul verlor zwischen 0° und 138° C. etwa $^2/_3$ von seiner Magnekrystallkraft. Der Verlust war zwischen

[1]) Plücker, l. c. — [2]) Faraday, l. c. — [3]) Faraday, Exp. Res. Ser. XXII, §. 2570; Ser. XXX, §. 3394 u. flgde.

— 14° und 0° etwa 4 Mal so gross, als bei einer gleichen Temperaturänderung zwischen 129° und 143°. — Es ist dies ein anderer Werth, als der §. 508 für die Aenderung des Magnetismus der Masse desselben Körpers mit der Temperaturerhöhung gefundene.

Krystalle von Doppelspath besitzen eine zu geringe Magnekrystallkraft, andere Krystalle zerspringen zu leicht, um bei diesen Untersuchungen benutzt zu werden.

Zweites Capitel.

I. Drehung der Polarisationsebene des Lichtes und der Wärme durch den galvanischen Strom.

Umkreist ein galvanischer Strom einen durchsichtigen Körper oder 514
befindet sich der Körper in der Nähe der Pole eines Magnetes, so wird der Durchgang des Lichtes durch denselben geändert. Diese Aenderung lässt sich durch eine Drehung der Polarisationsebene des Lichtes wahrnehmen. Sie ist zuerst von Faraday[1]) nachgewiesen worden.

Man legt eine etwa 100 bis 200^{mm} lange, an beiden Enden mit planparallelen Glasplatten geschlossene Röhre, welche mit irgend einer Flüssigkeit, z. B. Wasser, Schwefelkohlenstoff, gefüllt ist, oder ein etwa 4 bis 8^{ctm} langes, an seinen beiden Enden plangeschliffenes Prisma von Flintglas oder von Faraday's schwerem Glase in den inneren Raum einer Spirale von übersponnenem Kupferdrath von etwa 1^{mm} Dicke, in welcher etwa 500 bis 600 Windungen des Drathes auf eine Röhre von Holz oder Pappe von etwa 5^{ctm} Durchmesser aufgewunden sind. Man stellt vor das eine Ende dieser Röhre ein polarisirendes Nicol'sches Prisma, an welches auf der Seite der Röhre eine Linse von etwa 30^{mm} Brennweite angebracht ist, vor die andere ein zweites mit einer Albidade versehenes, auf einem verticalen Kreise drehbares analysirendes Nicol'sches Prisma. Man stellt beide Prismen so ein, dass ihre Polarisationsebenen einen Winkel von 90^0 mit einander machen. Lässt man nun von einer vor das polarisirende Prisma gestellten Lampe Licht durch die beiden Nicols und den dazwischen befindlichen durchsichtigen Körper fallen, so wird dasselbe in Folge der Stellung beider Prismen ausgelöscht; in der Mitte des Gesichtsfeldes des analysirenden Prismas erscheint ein dunkler Strich. Leitet man nun aber durch die Spirale einen Strom von starker Intensität, z. B. von 6 bis 8 Bunsen'schen Elementen, so ver-

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. XIX. 1846;* vgl. in Bezug auf die Anstellung der Versuche auch R. Böttger, Pogg. Ann. Bd. LXVII, S. 290. 350. 1846.*

schwindet die Dunkelheit und man muss das analysirende Prisma um einige Grade nach rechts oder links drehen, um den dunkeln Strich wieder in die Mitte des Gesichtsfeldes zu bringen. Es ist mithin die Polarisationsebene des, durch die Flüssigkeit hindurchgehenden, polarisirten Lichtstrahles um ebenso viele Grade nach rechts oder links gedreht worden, als man jenes analysirende Prisma herumdrehen musste. — Für den Beobachter zeigt sich, dass diese Drehung, wenigstens bei den genannten, sowie bei den meisten übrigen durchsichtigen Stoffen in derselben Richtung stattfindet, in welcher der galvanische Strom die Stoffe umkreist. Aendert man daher während des Versuches die Richtung des Stromes durch einen Gyrotrop, so entspricht die gesammte Drehung, welche man dem analysirenden Prisma geben muss, um wiederum das Licht auszulöschen, dem doppelten Drehungswinkel der Polarisationsebene durch den in einer Richtung herumgeleiteten Strom.

515 Mit verhältnissmässig schwächeren Strömen kann man die Drehung der Polarisationsebene durch den galvanischen Strom sehr deutlich wahrnehmen, wenn man sich an Stelle der genannten durchsichtigen Stoffe einer Flüssigkeit bedient, welche schon für sich die Polarisationsebene des Lichtes, und zwar für verschiedene Farben verschieden stark, dreht, z. B. der Zuckerlösung, des Terpentinöles. Man stellt dann vor dem Hindurchleiten des Stromes durch die Spirale das analysirende Nicol'sche Prisma so ein, dass man die Uebergangsfarbe (röthlich-blau) erblickt und gerade noch der eine Rand des Gesichtsfeldes röthlich, der andere bläulich gefärbt ist. Beim Durchleiten des Stromes durch die Spirale ändert sich dann jene Farbe mehr ins Blaue oder mehr ins Rothe, und man kann durch Drehen des Prismas die Uebergangsfarbe wieder herstellen. — Auch bei nicht für sich drehenden Substanzen kann man diese Methode anwenden, wenn man den polarisirten Lichtstrahl erst durch eine dünne Bergkrystallplatte gehen lässt, welche senkrecht zur optischen Axe geschnitten ist, und ihn dann erst in den der Einwirkung des Stromes ausgesetzten Körper eintreten lässt. Durch die Krystallplatte wird die Polarisationsebene gedreht und man beobachtet bei einer gewissen Einstellung des analysirenden Prismas die Uebergangsfarbe. Leitet man nun den Strom durch die Spirale, so wird die Polarisationsebene auch in dem durchsichtigen Körper noch weiter in dem einen oder anderen Sinne gedreht, und man bemerkt dies an der Aenderung der Uebergangsfarbe.

516 Noch besser stellt man zwischen das polarisirende Nicol'sche Prisma und den dem Einfluss des Stromes unterworfenen Körper eine sogenannte „Doppelplatte", d. i. eine Bergkrystallplatte, welche aus zwei nebeneinander gelegten Platten besteht, die die Polarisationsebene für eine bestimmte Farbe gleich stark nach rechts und links drehen [1]). Man erblickt

[1]) Pouillet, Compt. Rend. T. XXII, p. 135. 1846.*

dann beide Hälften durch das analysirende Nicol, welches um 90° gegen das polarisirende gedreht ist, gleich gefärbt, z. B. in der Uebergangsfarbe. Schliesst man nun den um den durchsichtigen Körper geleiteten Strom, so addirt sich die dadurch bewirkte Drehung der Polarisationsebene in demselben zu der durch die eine Hälfte der Doppelplatte, und subtrahirt sich von der durch die andere Hälfte derselben bewirkten Drehung. Die Farben beider Hälften werden dadurch ungleich. Um dieselben wieder gleich herzustellen, muss man das analysirende Nicol um den Winkel drehen, um welchen durch den galvanischen Strom die Polarisationsebene gedreht worden ist. — Die Gleichheit der Farben kann man auch ohne Drehung des analysirenden Nicols durch einen Soleil'schen Compensator erreichen.

Schiebt man in die Spiralen, welche den durchsichtigen Körper enthalten, dünne Eisenröhren ein, so steigert sich die Drehung der Polarisationsebene; nimmt man die Eisenröhren dicker, so vermindert sie sich wieder [1]).

Auch durch die Einwirkung eines Magnetes kann die Polarisations- 517
ebene in den seiner Wirkung ausgesetzten Körpern gedreht werden. Zu diesem Ende legt man auf die beiden Pole eines recht starken Elektromagnetes zwei flache Prismen von Eisen als Anker auf und bringt zwischen dieselben den durchsichtigen Körper, „das Diamagneticum", so dass seine obere Hälfte über die oberen Flächen der Anker hinausragt. Vor den Polflächen stellt man das polarisirende und analysirende Nicol'sche Prisma so auf, dass der von einer Lampe kommende, durch ersteres polarisirte Strahl dicht über den Polflächen in axialer Richtung durch den durchsichtigen Körper geht und in das analysirende Prisma gelangt [2]).

Zweckmässiger als bei dem angegebenen Verfahren würde man die Anker des Magnetes in axialer Richtung durchbohren und den polarisirten Lichtstrahl durch jene Durchbohrungen und das zwischen die Anker gelegte Diamagneticum leiten.

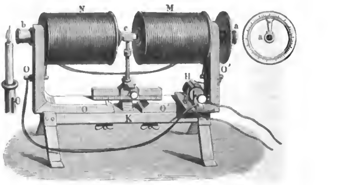
Beim Schliessen des den Magnet erregenden Stromes wird dann die Polarisationsebene des Lichtes in dem durchsichtigen Körper gedreht, was man in ganz gleicher Weise wie bei den §. 516 beschriebenen Versuchen beobachten kann. Die Richtung der Drehung entspricht auch ganz den dort gemachten Angaben. Vergegenwärtigt man sich die Richtung der Ampère'schen Molekularströme in den dem Diamagneticum zunächst liegenden Ankerflächen, welche der Richtung eines um dieselben geleiteten Stromes entspricht, der ihren Magnetismus erzeugen könnte, so wird die Polarisationsebene in demselben Sinne gedreht, in welchem jene Molekularströme fliessen. — Bei dem Wechsel der Richtung des magnetisirenden Stromes und also auch der Polarität des Magnetes ändert sich entsprechend die Richtung der Drehung der Polarisationsebene.

---

1) Faraday, Exp. Res. Ser. XIX, §. 2209.* — 2) Faraday, l. c.

Sehr zweckmässig benutzt man zu diesen Versuchen einen Elektromagnet nach der Construction von Ruhmkorff (§. 246)[1]). Die horizontalen Arme dieses Magnetes werden in der Richtung ihrer Axe durchbohrt; vor die Oeffnung *b* (Fig. 239) der Durchbohrung des einen Armes wird ein

Fig. 239.



Nicol'sches Prisma als Polarisator gebracht, vor der entgegengesetzten Oeffnung *a* der Durchbohrung des anderen Armes wird ein zweites, um seine Axe drehbares analysirendes Nicol'sches Prisma aufgestellt. Zweckmässig befestigt man dieses analysirende Nicol'sche Prisma vor dem Objectiv eines kleinen Fernrohres, mit dem es sich um die gemeinschaftliche Axe drehen lässt. Die Drehung wird durch einen, an dem Nicol'schen Prisma oder Fernrohr befestigten, und auf einer festen Kreistheilung laufenden Nonius bis auf eine Minute genau gemessen. Vor das polarisirende Prisma stellt man eine enge Spalte, und stellt das Fernrohr so ein, dass man die Spalte deutlich sieht. Legt man zwischen die Pole des Magnetes ein Stück Faraday'sches Glas, so zeigt sich bei der Magnetisirung des Magnetes die Drehung der Polarisationsebene des in der Richtung *ba* durch den Apparat hindurchgeleiteten Lichtstrahles sehr deutlich, und man kann leicht die Drehung für die verschiedenen Farben, z. B. die Uebergangsfarbe, bestimmen oder bei Anwendung homogenen Lichtes die zur Auslöschung dieser Farbe nöthige Drehung des analysirenden Nicols von seiner um 90° gegen die Lage des polarisirenden Prismas geneigten Stellung aus messen.

518 Man kann die Drehung der Polarisationsebene des Lichtes durch den Magnet wesentlich verstärken, wenn man in dem, seiner Wirkung ausge-

[1]) Biot, Compt Rend. T. XXIII, p. 538. 1846.*

setzten Medinm den Lichtstrahl öfter hin- und hergehen lässt. Zu dem Ende versilbert Faraday[1]) die parallelen, ebengeschliffenen Endflächen seines Prismas von schwerem Glase (Fig. 240) und entfernt nur an zwei in der Diagonale des Prismas liegenden Stellen *a* und *b* dieser Flächen die Silberbelegung. Er legt dieses Prisma so zwischen die Magnetpole, dass die versilberten Endflächen desselben den Polen zugekehrt sind, und lässt nun durch die eine der freien Stellen an den Endflächen nahezu der Axe des Prismas parallel einen polarisirten Lichtstrahl einfallen. Durch wiederholte Reflexionen an den versilberten Endflächen wird der Strahl gezwungen, 17- bis 19mal das Prisma zu durchlaufen, ehe er aus der freien Fläche der, der Eintrittsstelle gegenüberliegenden Seite des Prismas austritt nnd dort in das analysirende Prisma fällt. Da die Polarisationsebene des Lichtstrahles bei jedem Hingang und Hergang für einen Beobachter, der den austretenden Strahl durch das analysirende Prisma betrachtet, stets nach derselben Seite gedreht wird, so ist diese Drehung im vorliegenden Fall auch 17- bis 19mal so gross, als wenn der Lichtstrahl nur direct durch das schwere Glasprisma hindurchgegangen wäre.

Fig 240.

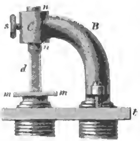


Es ist wohl zu beachten, dass in dieser Beziehung ein wesentlicher 519
Unterschied besteht zwischen der Drehung der Polarisationsebene in einem zwischen den Polen des Magnetes befindlichen Körper und in Körpern, die für sich die Polarisationsebene drehen, wie Bergkrystall, Glasröhren voll Terpentinöl u. s. w. In letzteren wird die Polarisationsebene eines polarisirten Strahles stets in einem in Bezug auf die Fortpflanzungsrichtung des Lichtstrahles sich gleichbleibenden constanten Sinne gedreht, so dass, von welcher Seite das Licht auch in den Körper einfällt, doch ein Beobachter an der gegenüberliegenden Seite die Polarisationsebene in demselben Sinne, z. B. nach rechts, gedreht findet. Wird aber die Drehung der Polarisationsebene zwischen den Magnetpolen hergestellt, so ist die Drehung durchaus unabhängig von der Richtung der Lichtstrahlen nnd nur bedingt durch die Lage der Magnetpole. Geht also der Lichtstrahl vom Südpol zum Nordpol, so findet die Drehung stets, vom Nordpol aus betrachtet, entgegen der Richtung der Bewegung der Zeiger der Uhr statt, geht der Lichtstrahl nmgekehrt, aber in entgegengesetzter Richtung. — Ganz ebenso verhält es sich, wenn die Drehung durch Einlegen der Substanzen in eine vom Strom durchflossene Spirale bewirkt wird. Auch hier richtet sie sich nur nach der Richtung des Stromes in den Windungen der letzteren und ist von der Fortpflanzungsrichtung des Lichtstrahles unabhängig.

1) Faraday. Phil. Mag. [3.] T. XXIX, p. 153 1846;* Exp. Res. Vol. III, p. 453;* Pogg. Ann. T. LXX, p. 283.*

520 Auch schon durch einen Magnetpol wird bei diesen Versuchen die Polarisationsebene gedreht, wie dies Bertin [1]) gezeigt hat, indem er einen Nörremberg'schen Polarisationsapparat mit seinem unteren horizontalen Glasspiegel auf die horizontale Polfläche eines Elektromagnetes stellte und auf denselben ein Stück Faraday'schen Glases legte. Auch hierbei läuft der auf den Spiegel geworfene polarisirte Lichtstrahl durch das Glas in doppelter Richtung, und bei der Magnetisirung des Magnetes erhält man eine bedeutende Drehung, die bei Bertin's Versuchen für eine 18mm dicke Glasplatte 10°, für eine 48mm dicke 21° betrug. — Noch stärker wird bei diesem Versuch die Drehung, wenn man nach Müller [2]) das Faraday'sche Glas *d* (Fig. 241) auf den Spiegel *mm* des Polarisationsapparates stellt, welcher auf dem einen Pol des Elektromagnetes liegt und auf den zweiten Pol des Magnetes einen eisernen Bügel *B* schraubt, der gerade über dem Faraday'schen Glase *a* einen hohlen Eisencylinder *C* trägt. In diesem bewegt sich ein gleichfalls durchbohrtes eisernes Rohr von etwa 5mm innerer Oeffnung und 5mm Wanddicke. Dasselbe wird bis auf das Glas *d* heruntergeschoben und in dieser Lage durch die Schraube *s* festgehalten. Durch Holzschrauben wird der Bügel *B* an dem Brett *H* befestigt, so dass er in seiner Lage verbleibt. Ueber *n* befinden sich die übrigen Theile des Polarisationsapparates.

Fig. 241.



Liegt der durchsichtige Körper, statt auf einem Pole eines Elektromagnetes, neben demselben, so entspricht die Richtung der Drehung der Polarisationsebene stets der Richtung der Molekularströme, welche in einem an seine Stelle gebrachten Eisenstab inducirt worden wären [3]).

521 Die Abhängigkeit der, bei directer Einwirkung eines galvanischen Stromes auf ein einfach brechendes Medium, in demselben erzeugten Drehung der Polarisationsebene von der Intensität des Stromes und der Farbe des das Medium durchlaufenden Lichtstrahles habe ich durch einige Beobachtungen zu bestimmen versucht [4]).

Die zur Bestimmung der Drehung der Polarisationsebene verwendete Methode war im Wesentlichen schon von Broch und Foucault angegeben: Von dem Spiegel eines Heliostates wurde Sonnenlicht in ein dunkles Zimmer reflectirt. In der Richtung der Lichtstrahlen befand sich zunächst ein schmaler, senkrechter Spalt und unmittelbar hinter demselben der Polarisationsapparat, bestehend aus einem, dem Spalt zugekehrten, feststehen-

---

1) Bertin, Ann. de Chim. et de Phys. [3.] T. XXIII, p. 14. 1848;* Bd. LXXV, S. 428.* — 2) Müller, Lehrb. [5.] Bd. II, S. 427. 1857.* — 3) Faraday, l. c. — 4) Wiedemann, Pogg. Ann. Bd. LXXXII, S. 215. 1851.*

den (a) und einem zweiten um seine Axe drehbaren Nicol'schen Prisma (b). Das zweite Prisma (b) trug einen auf einem getheilten Kreise beweglichen Nonius, der den zwölften Theil eines Grades direct abzulesen gestattete. Zwischen beiden Nicols wurde die Substanz eingeschaltet, deren Drehkraft untersucht werden sollte. Etwa 6 bis 8 Fuss hinter dem zweiten Nicol'schen Prisma (b) befand sich ein vor dem Objectiv eines etwa fünfzehnmal vergrössernden Galilaei'schen Fernrohres befestigtes, um seine Längsaxe drehbares Prisma von Flintglas, welches die Strahlen auffing, welche durch den vorgestellten Polarisationsapparat hindurchgegangen waren. Hatte man demnach in den Weg der letzteren eine drehende Substanz, etwa Terpentinöl, eingeschaltet, so wurde zunächst das einfallende weisse Licht durch das erste Nicol (a) in einer bestimmten Ebene polarisirt, sodann wurde durch das drehende Medium die Polarisationsebene abgelenkt, und zwar geschah dies für die verschiedenen Farben verschieden stark. Ging nun das Licht durch das zweite Nicol (b), so wurde durch dieses diejenige Farbe ausgelöscht, deren Schwingungsrichtung senkrecht auf seiner Schwingungsebene stand. Das durch das Prisma gebildete und durch das dahinter befindliche Fernrohr zu beobachtende Spectrum zeigte daher an der Stelle der ausgelöschten Farbe einen schwarzen Strich. Stellt man das Fadenkreuz des Fernrohres auf irgend eine bestimmte Fraunhofer'sche Linie ein und dreht das zweite Nicol'sche Prisma (b) so lange, bis der schwarze Strich im Spectrum mit dem Fadenkreuz, also auch mit der beobachteten Linie zusammenfällt, so giebt der Winkel, um den das Nicol gedreht werden musste, den Drehungswinkel der Wellenlänge an, welche jener Fraunhofer'schen Linie entspricht.

Auf diese Weise wurde die Drehung der Polarisationsebene in verschiedenen Flüssigkeiten untersucht. Dieselben befanden sich in Röhren von 201,5 bis 210^{mm} Länge, welche vorn und hinten durch parallele Glaswände geschlossen waren.

Die Röhren lagen in einer 260^{mm} langen Drathspirale, auf welche etwa 6 Kilogr. Kupferdrath von 2,3^{mm} Dicke gewickelt waren. Durch diese Spirale wurde vermittelst eines Gyrotrops ein Strom in abwechselnder Richtung geleitet. Ein abgezweigter Theil des Stromes durchlief den Drath einer Tangentenboussole, durch deren Ablesung seine Intensität bestimmt wurde.

Bei Flüssigkeiten, welche für sich die Polarisationsebene nicht drehten, z. B. Schwefelkohlenstoff, wurde der polarisirte Lichtstrahl durch eine mit Terpentinöl gefüllte Röhre und dann erst durch die mit der betreffenden Flüssigkeit gefüllte Röhre geleitet, und die Zu- oder Abnahme der Drehung der Polarisationsebene bei der Einwirkung des Stromes auf letztere bestimmt. Dieselbe entspricht dann der durch den Strom bewirkten Drehung.

Bezeichnet i die Intensität des Stromes, D, E, b, F die Drehung der Polarisationsebene für die einzelnen Fraunhofer'schen Linien, so ergab sich u. A.:

Schwefelkohlenstoff:

i	*D*	*E*	*b*	*F*
260	0,7	1,1	1,1	—
325	1	1,25	—	—
364	1	1,3	1,4	1,5
394	1,2	1,7	1,75	1,9
456	1,4	1,75	2,0	2,3
521	1,5	2,2	2,25	2,5

Terpentinöl:

i	*C*	*D*	*E*	*b*	*F*
0,435	0,5	0,6	0,7	0,7	0,8
0,650	—	0,7	1,0	1,15	1,4
0,839	—	1,0	1,4	1,45	1,70
0,966	0,8	1,25	1,5	1,6	1,85
1,111	1,0	1,3	1,7	1,8	2,1
1,280	—	1,7	2,2	2,3	2,7

Die Drehung der Polarisationsebene in diesem Terpentinöl ohne Einwirkung des Stromes war für die Linien

C	*D*	*E*	*b*	*F*
22,5	29,4	39,25	41,1	48,7

Aus diesen Versuchen folgt:

522 1) Die Drehung der Polarisationsebene ist der Intensität des dieselbe bewirkenden Stromes proportional[1]);

2) dieselbe nimmt bei abnehmender Wellenlänge sowohl beim Schwefelkohlenstoff wie beim Terpentinöl stetig zu.

Beim Terpentinöl ist innerhalb der Grenzen der Beobachtungen die durch den galvanischen Strom hervorgebrachte Drehung der verschiedenen Farben proportional der schon ohne Einwirkung des Stromes beobachteten Drehung derselben. — Indess ist dieses letztere Resultat nicht ohne Weiteres als allgemein gültig für alle, für sich drehenden Substanzen zu betrachten, da einzelne derselben im natürlichen Zustand die Polarisationsebene für die verschiedenen Farben nach entgegengesetzten Seiten hin drehen; der galvanische Strom in ihnen aber für alle Farben die Drehung der Polarisationsebene nach derselben Seite, wenn auch in verschiedener Grösse, bewirkt.

Mit der Länge des, der Einwirkung eines Stromes in einer Drathspirale oder einer magnetisirenden Kraft ausgesetzten Körpers nimmt,

1) Vgl. auch Faraday, l. c.

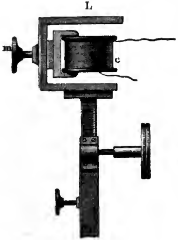
wenn alle Theile desselben gleichmässig erregt werden, die Drehung proportional zu[1]).

Die Abhängigkeit der Drehung der Polarisationsebene in einem zwischen den Polen eines Elektromagnetes aufgestellten Körper von den jedesmal auf ihn wirkenden magnetischen Kräften ist von Verdet[2]) untersucht worden. 523

Auf die Pole eines Ruhmkorff'schen Magnetes von der in §. 246 beschriebenen Einrichtung, dessen horizontale, 200mm lange und 75mm dicke Schenkel eine Durchbohrung erhalten hatten, um den Lichtstrahl durchzulassen, wurden zwei 50mm lange Cylinder von weichem Eisen von 140mm Durchmesser aufgeschraubt, welche gleichfalls in der Richtung der Axe durchbohrt waren. Standen die gegenüberliegenden Flächen dieser Cylinder etwa 50 bis 90mm von einander, so konnte man eine durchsichtige Substanz, ein Stück Faraday'sches Glas, an jeder beliebigen Stelle zwischen ihnen aufstellen, ohne dass die Drehung der Polarisationsebene für die Uebergangsfarbe in einem in der Richtung der Axe der Schenkel und Cylinder hindurchgehenden Sonnenstrahle sich änderte, vorausgesetzt, dass die Substanz nicht allzunahe an die eine Polfläche gebracht wurde. Es ist hiernach bei der angegebenen Vorrichtung die magnetische Wirkung auf jedes, an irgend einer Stelle des ganzen Feldes zwischen den Magnetpolen liegende Molekül des schweren Glases höchstens um $^1/_{100}$ verschieden.

Um nun die Stärke des magnetischen Momentes an den einzelnen Stellen des magnetischen Feldes zu bestimmen, wurde zwischen die Pole eine Drathspirale *c* (Fig. 242) gebracht. Dieselbe war 15mm hoch, hatte einen inneren und äusseren Durchmesser von 12 und 28mm und war aus 23m übersponnenem Kupferdrath von 0,5mm Dicke gewunden. Die Spirale war an einem Rahmen befestigt, der durch eine Zahnstange auf und nieder bewegt werden konnte. Sie wurde zuerst gerade zwischen die Magnetpole gebracht, und zwar so, dass ihre Axe vertical stand. Sie konnte nun durch den Knopf *B* um eine gegen diese Axe und gegen die Verbindungslinie der Centra der Polflächen senkrechte Axe um 90°

Fig. 242.



[1]) Faraday, l. c. — [2]) Verdet, Ann. de Chim. et de Phys. [3.] T. XLI, p. 370. 1854.

gedreht werden, so dass ihre Oeffnungen abwechselnd nach oben und unten oder gegen die Polflächen gerichtet waren. Die Enden des Drathes dieser Spirale waren mit einem empfindlichen Spiegelgalvanometer verbunden. Die Gesammtintensität des bei der schnellen Drehung der Spirale um 90° erhaltenen Stromes ist der durch die Induction in ihr erzeugten elektromotorischen Kraft oder direct der magnetischen Wirkung zwischen den Magnetpolen proportional. — Unmittelbar über der Spirale wurde auf ihren Rahmen bei *L* die zur Untersuchung bestimmte, durchsichtige Substanz gelegt, dieselbe nach der Messung der magnetischen Kraft durch Hinunterschrauben des Rahmens zwischen die Magnetpole gebracht, und die Drehung, sei es für die Uebergangsfarbe, sei es für den der Linie *G* nahezu entsprechenden, durch Kupferammoniak hindurchgeleiteten blauen Lichtstrahl bestimmt. Der den Magnet magnetisirende Strom wurde sodann umgekehrt und wieder die Drehung bestimmt, nachdem der Magnetismus des Magnetes eine constante Grösse angenommen hatte. Es wurde sodann noch durch Hinaufschrauben des Rahmens und durch Umdrehen der Drathrolle untersucht, ob die jetzt stattfindende entgegengesetzte Magnetisirung des Magnetes der ersten Magnetisirung desselben gleich war.

524 Die Summe der beiden beobachteten, nach entgegengesetzten Seiten gerichteten Drehungen der Polarisationsebene sei α, der durch die Induction gemessene Magnetismus im magnetischen Felde m, die Zahl der zur Erregung des Magnetes verwendeten Bunsen'schen Elemente n, die Entfernung der Magnetpole von einander a.

So ergab sich u. A.:

Faraday'sches Glas, 40mm dick:

		Drehung der Uebergangsfarbe			Drehung für blaues Licht		
a	n	m	α	$\frac{\alpha}{m}$	m	α	$\frac{\alpha}{m}$
60mm	20	143,37	9°13'45"	3,86	157,5	16°36'	6,32
80mm	20	115	7°28'30"	3,90	119,0	13°13'	6,66
60mm	10	112,37	7°17'45"	3,89	109,62	11°44'	6,42
90mm	10	63,62	3°55'45"	3,71			

Schwefelkohlenstoff, 44mm dicke Schicht:

Uebergangsfarbe			Blaues Licht		
m	α	$\frac{\alpha}{m}$	m	α	$\frac{\alpha}{m}$
150,37	6°16'15"	2,50	148,5	10°47'	4,37
94,19	3°55'	2,49	124,5	9°29'30"	4,57
69,00	2°54'	2,52	94,4	7°7'30"	4,53

Für ein Flintglas von 43,3^mm Dicke ergab sich ebenso für die Drehung der Uebergangsfarbe constant $\frac{\alpha}{m} = 1{,}90$ bis $1{,}96$.

Die Drehung der Polarisationsebene in jedem Theilchen einer einfach brechenden Substanz ist demnach direct proportional der auf dasselbe wirkenden magnetischen Kraft, wie diese letztere auch, sei es durch Aenderung der Intensität des den Magnet erregenden Stromes, sei es durch Aenderung des Abstandes seiner Pole, irgendwie verändert werden mag.

Nähert man daher z. B. einem Magnetpol, vor dem sich ein durchsichtiger Körper befindet, von der Seite einen Eisenstab, so wird die Drehung in letzterem vermindert, da nun die magnetische Wirkung auf ihn gleichfalls verringert ist [1]).

Durch diese Versuche wird das von Bertin [2]) gefundene Resultat widerlegt, dass, wenn ein Flintglasprisma in verschiedenen Entfernungen der Einwirkung nur eines Poles des Ruhmkorff'schen Elektromagnetes ausgesetzt wird, die Drehungen der Polarisationsebene in jeder Schicht desselben in geometrischer Progression abnehmen sollten, während der Abstand der Schicht vom Magnetpol in arithmetischer Progression wuchs. 525

Ist also die Drehung der Polarisationsebene in einer Schicht von Flintglas von 1^mm Dicke, welche den Pol berührt, gleich A, die Drehung in 1^mm Entfernung gleich $A . r$, so soll die Drehung bei der Entfernung von x^{mm}

$$y = Ar^x$$

sein. Diese Formel soll für verschiedene Dicken des Glases gültig sein.

Bezeichnet daher e die Dicke des Glases in Millimetern, c die Drehung einer Schicht von 1^mm Dicke bei Berührung des Magnetpoles, so sollte die Drehung durch dasselbe im Abstande x vom Magnetpol sein:

$$y = c\left(\frac{1-r^e}{1-r}\right)r^x.$$

Den Werth c nennt Bertin den Drehungscoëfficienten. Bei der Wirkung beider Pole des Magnetes soll die Drehung der Summe der durch beide Pole einzeln erhaltenen Drehungen gleich sein.

Indess sind diese beiden Sätze nicht ganz richtig, da bei Anwendung nur eines Poles der Magnetismus mit Zunahme des Abstandes vom Pol nach einer arithmetischen Reihe nicht genau in einer geometrischen Progression abnimmt, und auch bei der Wirkung beider Pole der auf jede Stelle des Glases wirkende Magnetismus nicht sich ohne Weiteres aus der Summe der nach jenem Gesetz abnehmenden Wirkungen beider Pole zusammensetzt.

---

1) Faraday, l. c. — 2) Bertin, Compt. Rend. T. XXVI, p. 216;* Ann. de Chim. et de Phys. [3.] Vol. XXIII, p. 5. 1848;* Pogg. Ann. Bd. LXXIV, S. 143;* Bd. LXXV, S. 420.*

Legt man zwischen die Magnetpole ein kürzeres und ein längeres Stück Faraday'sches oder Flintglas und schiebt die Polflächen unmittelbar an die Endflächen derselben heran, so bemerkt man zuweilen in beiden Fällen gleiche Drehungen der Polarisationsebene, indem bei Anwendung des längeren Glases die Länge desselben, auf die der Magnetismus einwirkt, sich vergrössert, während zugleich in Folge der grösseren Entfernung der Pole des Magnetes der auf jeden Punkt des Glases wirkende Magnetismus abnimmt [1]).

526 Geht ein polarisirter Lichtstrahl in einer Linie, welche gegen die (axiale) Richtung der Wirkung der magnetischen Kraft geneigt ist, durch einen durchsichtigen Körper, so ist die Drehung der Polarisationsebene desselben kleiner, als wenn das Licht in der axialen Richtung durch den Körper geht. Die Gesetze der Drehung für diesen Fall sind von Verdet [2]) untersucht worden. Der durchsichtige Körper wurde auf einen um seine Axe drehbaren Tisch zwischen die Pole des Magnetes (§. 246) gelegt, welche aus zwei gegeneinander verschiebbaren, parallelepipedischen Eisenstücken bestanden. Die Drehung des Tisches wurde an einer an seinem Rande angebrachten Kreistheilung vermittelst eines festen Nonius gemessen. Der durchsichtige Körper ragte mit seiner Masse ein wenig über die oberen Ränder der Eisenstücke hinüber. Der Lichtstrahl, welcher von einem feststehenden polarisirenden Prisma kam, ging dicht über jenen Eisenstücken durch den durchsichtigen Körper hindurch und fiel sodann in den gleichfalls an einem festen Statif angebrachten, um seine Axe drehbaren, §. 517 beschriebenen analysirenden Apparat. Der Elektromagnet war auf eine senkrechte Axe aufgesetzt, welche sich in einem auf vier Stellschrauben aufstehenden Statif drehte. Die Drehung konnte durch eine Alhidade an einem auf dem Statif befestigten, getheilten Kreise gemessen werden. Der Magnet und der zwischen seinen Polen befindliche durchsichtige Körper wurden erst so gestellt, dass der polarisirte Lichtstrahl den letzteren in der gegen die Flächen der Pole des Magnetes senkrechten axialen Richtung durchstrahlte, und die Drehung der Polarisationsebene nach dem Schliessen des magnetisirenden Stromes bestimmt. Sodann wurde der Magnet um einen Winkel α gedreht und der zwischen seinen Polen befindliche, den durchsichtigen Körper tragende Tisch um ebensoviel Grade zurückgedreht, dass der Körper in derselben Richtung vom Licht durchstrahlt wurde wie vorher. Diese Richtung machte nun mit der axialen Richtung gleichfalls den Winkel α.

Aus den Zahlen, welche bei der Anwendung eines Parallelepipeds von Faraday'schem Glase oder eines parallelepipedischen, mit Schwefelkohlenstoff gefüllten Glases erhalten wurden, ergab sich:

---

1) E. Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. [3.] T. XVII, p. 443. 1846.* — 2) Verdet, Compt. Rend. T. XXXIX, p. 548. 1854;* Ann. de Chim. et de Phys. [3.] T. XLIII, p. 37.*

dass die **Winkel** d, **um welche die Polarisationsebene gedreht wurde, bei gleicher magnetisirender Kraft dem Cosinus des Neigungswinkels** α **zwischen der Richtung des Lichtstrahles und der axialen Richtung der magnetischen Wirkung proportional sind.**

So fand Verdet z. B.:

	Faraday'sches Glas, 40mm dick		Schwefelkohlenstoff, 44mm dick	
α	d	$\frac{d}{\cos\alpha}$	d	$\frac{d}{\cos\alpha}$
0	8°55′45″	535,75	5°58′0″	358,0
15	8°29′15″	527,25	5°45′45″	357,25
30	7°40′0″	531,25	5°7′45″	355,25
45	6°20′0″	537,50	4°9′0″	352,0
60	4°28′45″	537,50	2°58′45″	357,50
75	2°19′30″	539,00	—	—

Die Drehung der Polarisationsebene durch den galvanischen Strom 527
ist in verschiedenen Substanzen sehr verschieden. Eine besonders starke Drehung der Polarisationsebene zeigt sich bei dem von Faraday[1]) dargestellten schweren Glas von kieselborsaurem Bleioxyd, $3\,PbO, SiO_3, 2\,BO_3$, aus welchem er längliche, etwa 3 bis 5ctm lange und etwa 1ctm dicke und breite parallelepipedische Stücke formte, deren Endflächen plangeschliffen wurden.

Noch stärker soll nach Matthiessen[2]) die Wirkung auf mehrere andere Bleisilicate, z. B. $6\,PbO, SiO_3$ und $4\,PbO, SiO_3$, sein, welche mehr als die doppelte Wirkung des Faraday'schen Glases geben, aber leicht an der Luft anlaufen. Ein Silicoaluminat von Bleioxyd und Kali ($KO, Al_2 . O_3, 5 - 8\,PbO, 4\,SiO_3$) und ein Silicoaluminat von Bleioxyd sollen diesem Uebelstand nicht ausgesetzt sein. — Nächst dem Bleioxyd soll der Gehalt an Wismuth, Antimon, Zink das Drehvermögen der Gläser befördern, der Gehalt an Kalk, Natron und Kali dasselbe verringern. Geschmolzene Phosphorsäure, Quarz, Flussspath zeigen dagegen keine Drehung.

Faraday[3]) fand die Drehung gleicher Längen verschiedener Substanzen wie folgt:

Schweres Glas	6°
Flintglas	2,8°
Steinsalz	2,2°
Wasser	1°

1) Faraday, Phil. Trans. 1830, Pt. I, p. 1.* — 2) Matthiessen, Compt. Rend. T. XXIV, p. 969;* T. XXV, p. 20. 173. 1847;* Pogg Ann. Bd. LXXIII, S. 65 bis 77.* — 3) Faraday, Exp. Res. Ser. XIX, §. 2215.*

Für verschiedene Substanzen berechnet Bertin[1]) den Drehungscoëfficienten (vgl. §. 525) also:

Faraday's Flintglas	1,00	Zinkchloridlösung	0,55
Guinant's „	0,87	Chlorcalciumlösung	0,45
Gemeines „	0,83	Wasser	0,25
Zinnchlorid	0,77	Alkohol (36° Baumé)	0,18
Schwefelkohlenstoff	0,74	Aether	0,15.
Phosphorchlorür	0,51		

E. Becquerel (l. c.) fand für eine Schicht von 1^{ctm} Dicke die Drehung bei

Chlorzinklösung	6°	Reinem Wasser	3°
Chlorcalcium, Chlornatrium	4,5°	Alkohol, Aether	weniger.

E. Becquerel[2]) hat ferner für die Drehung der Polarisationsebene, in gleichen Längen der Körper bei Anwendung gleich starker Ströme folgende Werthe gefunden:

Wasser	10
Concentrirte Eisenchlorürlösung	3
Schwefelkohlenstoff	29,3
Schwefelsaures Nickeloxyd	13,55

Bemerkenswerth ist hier die geringe Drehung der Polarisationsebene in der Eisenchlorürlösung (s. unten).

Bei Körpern, welche für sich die Polarisationsebene drehen, z. B. Zuckerlösung, ist die durch den galvanischen Strom oder Magnet bewirkte Drehung derselben nach E. Becquerel's[3]) Versuchen gleich gross, mag dieselbe nun in derselben oder in der entgegengesetzten Richtung stattfinden, wie die dem Körper eigenthümliche Drehung der Polarisationsebene.

528 Verdet[4]) hat die Drehung der Polarisationsebene für verschiedene Lösungen bestimmt, indem er sie zwischen die Pole des §. 246 beschriebenen Elektromagnetes brachte, welche mit kleineren sechseckigen Eisenplatten (§. 523) armirt waren.

Es wurde vor und nach der Bestimmung an die Stelle der Lösung destillirtes Wasser gebracht, und so die Drehung in der Lösung bei glei-

[1]) Bertin, l. c. — [2]) E. Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. T. XXVIII, p. 337. 1850.* — [3]) E. Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. T. XVII, p. 437. 1846. — [4]) Verdet, Compt. Rend. T. XLIII, p. 529. 1856;* T. XLIV, p. 1209. 1857;* Ann. de Chim. et de Phys. T. LII, p. 129. 1858;* Pogg. Ann. Bd. C, p. 172.*

cher magnetischer Einwirkung direct mit der des Wassers verglichen. Es wurde stets die Drehung für die Uebergangsfarbe bestimmt. Die Lösungen befanden sich in 10 bis 50^{mm} langen parallelepipedischen Glaskästen, welche zuerst für sich zwischen die Magnetpole gesetzt wurden, um die in ihren Glaswänden erzeugte Drehung von der Drehung zu subtrahiren, welche nach ibrer Füllung mit den Lösungen beobachtet wurde. Um bei gefärbten Lösungen die durch die Färbung entstehenden Fehlerquellen zu vermeiden, liess man, auch als der Vergleichung balber die Drehung im Wasser bestimmt wurde, zuerst den Lichtstrahl durch eine Schicht der Lösnng von derselben Dicke gehen, wie die nacbber dem Einfluss des Magnetes ausgesetzte Schicbt, um stets eine gleiche Färbung des Lichtes zu erbalten. Es wurde stets die Summe der Drehungen gemessen, welche erhalten wurden, als der Magnet nacheinander entgegengesetzt magnetisirt worden war.

Die Temperatur bei den Beobachtungen betrug 12 bis 18° C. Als magnetisches Drehvermögen einer Lösung bezeichnet Verdet die Drehung der Polarisationsebene in einer Schicht derselben, wenn die Drebung in einer gleich dicken Schicht Wasser unter sonst gleichen Umständen gleicb eins gesetzt wird; als molekulares magnetisches Drebvermögen eines Salzes in einer Lösung das Drehvermögen der Lösung nach Abzug der Drebung durch das Wasser in derselben, dividirt durch das Gewicht des in der Einheit des Volumens der Lösung enthaltenen Salzes. Die folgende Tabelle entbält einige der erhaltenen Resultate:

	Dichtigkeit der Lösung	Salzmenge in 1 Vol. der Lösung	Drehvermögen	Drehung durch das Wasser	Drehung durch das Salz	Molekulares Drehvermögen des Salzes
Zinnchlorür	1,3280	0,401	2,047	0,927	1,120	2,79
"	1,1637	0,198	1,525	0,966	0,559	2.81
"	1,1112	0,133	1,348	0,978	0,370	2,71

Es ist also das magnetische Drehvermögen der Lösung eines Salzes nahezu gleich der Summe der Drehvermögen des in der Lösung entbaltenen Wassers nnd Salzes.

Dasselbe Resultat gaben Lösungen von Zinkchlorür und Salmiak.

Zwischen dem Brechungsverhältniss der Lösungen nnd der Drehung der Polarisationsebene durch den Magnetismus in ihnen scheint durchaus kein einfacher Zusammenhang zu bestehen, wie dies u. A. folgende Tabelle von Verdet (l. c.) ergiebt. Die Brechungsindices wurden vermittelst eines Babinet'schen Goniometers bestimmt:

	Brechungsindex	Magnetisches Drehvermögen
Wasser	1,334	1,000
Lösung von kohlensaurem Kali I. .	1,355	1,050
„ „ salpetersaurem Bleioxyd	1,355	1,000
„ „ Zinnchlorür	1,364	1,348
„ „ kohlensaurem Kali II.	1,371	1,087
„ „ Zinnchlorür II. . . .	1,378	1,525
„ „ salpeters. Ammoniak .	1,448	0,908
Chlorkohlenstoff C_2Cl_4	1,466	1,264

Es befolgen hier die Drehvermögen durchaus nicht dieselbe Reihefolge mit den Brechungsindices, wie man wohl früher vermuthet hatte.

529 Das magnetische Drehvermögen der Salzlösungen ist nach Verdet wesentlich verschieden, jenachdem das in ihnen enthaltene Salz magnetisch oder diamagnetisch ist.

Bei den meisten Lösungen von Salzen mit diamagnetischem Radical ist das Drehvermögen grösser als das des Wassers, so bei den Salzen des Aluminiums, Zirconiums, Berylliums, Lithiums, Wolframs, Magnesiums, Kaliums, Natriums, Calciums u. s. w.; nur bei einigen, z. B. bei der Lösung des salpetersauren Ammoniaks, ist es kleiner, so dass man nach dem §. 528 angeführten Satze annehmen muss, dass das molekulare Drehvermögen des Salzes kleiner ist als das des Wassers (beim salpetersauren Ammoniak nur 0,401).

Bei den Lösungen der Salze mit magnetischem Radical, z. B. von Eisenvitriol, Eisenchlorür und Eisenchlorid, zeigt sich die Drehung oft kleiner als die des Wassers. Betrachtet man dieselbe wiederum als die Summe der in dem Wasser der Lösung und in dem gelösten Salz erzeugten Drehungen, so ergiebt sie sich sogar als kleiner, als die durch das Wasser allein erzeugte Drehung. Für sich würde daher das Salz die Polarisationsebene im entgegengesetzten Sinne drehen müssen, als das Wasser. Das molekulare Drehvermögen des gelösten Salzes ist negativ, wenn das Drehvermögen des Wassers positiv ist.

Bei Eisenvitriol und Eisenchlorür ist die negative Drehung des Salzes selbst bei den concentrirtesten Lösungen nicht so bedeutend, dass sie die positive Drehung des Lösungsmittels völlig überwöge; dagegen zeigen Lösungen von Eisenchlorid bei schwachem Salzgehalt eine geringere positive Drehung als Wasser, bei stärkerem Gehalt selbst eine entgegengesetzte negative Drehung, die bei einem Gehalt von 40 Proc. Eisenchlorid 6- bis 7mal grösser als die des Wassers ist, also der des Faraday'schen Glases fast gleichkommt. — Besitzt das Lösungsmittel eine weniger starke positive Drehkraft als Wasser, so tritt die negative Drehung noch stärker hervor. So besitzt eine Lösung von 55 Theilen Eisenchlorid in

45 Theilen Holzgeist (der für sich kaum eine magnetische Drehung zeigt) etwa 2mal so starke magnetische Drehkraft als das Faraday'sche Glas.

Die Gesetze der negativen magnetischen Drehung sind genau dieselben, welche wir in §§. 521 u. flgde. für die gewöhnliche positive magnetische Drehung aufgestellt haben. 530

Dieselbe ist erstens direct proportional der magnetischen Kraft. Als z. B. Verdet nacheinander bei Anwendung verschieden grosser Polflächen und Abstände derselben, sowie bei verschiedener Anzahl der den Elektromagnet erregenden galvanischen Elemente nacheinander die Drehung der Polarisationsebene d_s im Schwefelkohlenstoff und d_f in der am Ende des vorigen Paragraphen erwähnten Lösung von Eisenchlorid in Holzgeist bestimmte, so erhielt er:

d_s	$+ 0^0 44'$	$+ 0^0 55' 15''$	$+ 1^0 43' 15''$	$+ 2^0 22' 45''$
d_f	$- 2^0 4' 45''$	$- 2^0 28' 30''$	$- 4^0 54'$	$- 6^0 31' 30''$
$\frac{d_f}{d_s}$	$- 2,83$	$- 2,83$	$- 2,84$	$- 2,74.$

Es ist ferner das negative molekulare Drehvermögen der magnetischen Salze in verschieden concentrirten Lösungen das gleiche, wenn man dasselbe in der §. 528 angeführten Art berechnet. Dieses Drehvermögen ist für schwefelsaures Eisenoxydul in wässerigen Lösungen, welche resp. 17,4 und 10,5 Proc. wasserfreies Salz enthalten, $-1,24$ bis $-1,35$, für Eisenchlorür in Lösungen von 16 bis 28,3 Proc. Salzgehalt $-0,82$ bis $-0,94$. (Es ist nöthig, bei der Berechnung die Annahme zu machen, in den Lösungen seien die Salze im wasserfreien Zustande enthalten. Würde man sie als Hydrate ansehen, so würde man für verschieden concentrirte Lösungen ungleiche Werthe des molekularen Drehvermögens erhalten.)

Von anderen Eisensalzen als den in den §§. 529. u. 530 erwähnten besitzt salpetersaures Eisenoxyd ein schwächeres negatives magnetisches Drehvermögen als das Chlorid; die concentrirte Lösung dreht fast nicht mehr unter Einfluss des Stromes. 531

Kaliumeisencyanid, welches magnetisch ist, besitzt ein negatives magnetisches Drehvermögen; dasselbe ist noch bei einer Lösung von 15 Theilen Salz in 85 Theilen Wasser negativ, und etwa doppelt so gross als das des Wassers.

Im Kaliumeisencyanür, welches diamagnetisch ist, treten die Eigenschaften des Eisens so weit zurück, dass das Salz ein positives magnetisches Drehvermögen besitzt.

Die Nickelsalze besitzen alle ein positives magnetisches Drehvermögen, welches grösser ist als das des Wassers; ihre Lösungen drehen daher die Polarisationsebene positiv und stärker als Wasser; indess ge-

nan nach den §. 521 u. flgde. angeführten Gesetzen, so dass mit wachsender magnetischer Kraft die Drehung in genau gleichem Verhältniss zunimmt.

Ebenso, nur weniger stark drehen die Kobaltsalze im positiven Sinne. Noch schwächer, aber auch positiv, ist das magnetische Drehvermögen der Manganoxydulsalze. Dagegen ist die magnetische Drehung der Polarisationsebene in einer wässerigen Lösung von dem diamagnetischen Kaliummangancyanid, $K_3 Mn_2 Cy_6$, so klein, dass in diesem Salz wahrscheinlich der Magnetismus eine negative Drehung veranlasst.

Das molekulare magnetische Drehvermögen des diamagnetischen neutralen chromsauren Kalis ist negativ, — 0,20, ebenso das des magnetischen doppeltchromsauren Kalis — 0,73 und das der Chromsäure — 1,21.

Das diamagnetische Titanchlorid zeigt ein negatives Drehvermögen, welches etwas grösser ist als das positive Drehvermögen des Wassers.

Das magnetische Salz Cerchlorür besitzt ein negatives magnetisches Drehvermögen; ebenso wahrscheinlich auch das magnetische schwefelsaure Ceroxydul, dessen Lösung bei der Magnetisirung schwächer die Polarisationsebene ablenkt als Wasser; und auch Lanthanchlorür.

Wässerige alkoholische und ätherische Lösungen des diamagnetischen salpetersauren Uranoxyduls drehen unter dem Einfluss des Magnetismus etwas schwächer als das in ihnen enthaltene Wasser.

Wir haben also unter den Salzen mit magnetischem Radical zwei Gruppen zu unterscheiden:

1) die Salze mit negativem magnetischen Drehvermögen, welche entweder a) für sich magnetisch sind, wie die meisten Eisensalze, das doppeltchromsaure Kali, Cerchlorür u. s. w., oder b) diamagnetisch sind, wie z. B. Titanchlorid, neutrales chromsaures Kali, Kaliummangancyanid, salpetersaures Uranoxydul;

2) die Salze mit positivem magnetischen Drehvermögen, z. B. die Nickel- und Kobaltsalze, Molybdänsalze und die meisten Mangansalze, Kaliumeisencyanür.

Nach diesen Angaben ist keine unmittelbare Beziehung zwischen dem magnetischen Verhalten der Salze und der in ihnen durch den Magnetismus erzeugten Drehung der Polarisationsebene aufzufinden.

532 Doppeltbrechende Körper zeigen die Drehung der Polarisationsebene nicht, wenn durch sie ein polarisirter Lichtstrahl in einer Richtung hindurchgeht, die mit der Symmetrieaxe nicht zusammenfällt. Wird daher ein Stück Faraday'sches Glas oder Flintglas seitlich zusammengepresst oder schnell gekühlt, so dass es im polarisirten Licht deutliche Farbenerscheinungen zeigt, und bringt man es zwischen die Magnetpole, so ändern sich die Farbenerscheinungen nicht [1]).

Dasselbe Resultat hat Wertheim [2]) nachgewiesen, indem er durch

---

[1]) Bertin, Compt. rend. T. XXVIII, p. 500. 1849.* — [2]) Wertheim, Compt. rend. T. XXXII, p. 289. 1851;* Pogg. Ann. Bd. LXXXVI, S. 324.*

verticalen Druck ein Flintglasprisma zusammenpresste, welches unter dem Einfluss eines Elektromagnetes eine Drehung von $\pm 5^0$ zeigte. Selbst wenn der hierbei erzeugte Gangunterschied der in der Horizontal- und Verticalebene schwingenden Strahlen nach ihrem Austritt ans dem Glasprisma noch weit weniger als eine Wellenlänge ausmacht, verschwindet die Drehung schon.

Diesem Resultat scheint ein Versuch von Matteucci[1]) zu widersprechen. Derselbe liess das durch einen Spiegel polarisirte Licht durch eine Doppelplatte gehen, sodann durch eine Platte von Flintglas oder von Faraday'schem Glase und endlich durch das analysirende Prisma. Wurde nun die Platte, welche sich zwischen den Magnetpolen befand, durch eine Schraubenpresse seitlich comprimirt, so wurden die Farben der beiden Hälften der Doppelplatte ungleich; das analysirende Prisma musste um einen Winkel α gedreht werden, um die Gleichheit wieder herzustellen. Wurde endlich der Elektromagnet in Thätigkeit gesetzt, so wurden die Farben wieder ungleich, und das analysirende Prisma musste, je nach der Richtung des magnetisirenden Stromes, um einen Winkel $+\beta$ oder $-\beta_{\prime}$ gedreht werden, um dieselben wieder gleich zu machen. Fand die Drehung β durch den Magnet in demselben Sinne statt, wie durch die Zusammenpressung, so zeigte sie sich grösser, oft doppelt so gross als die Drehung $-\beta_{\prime}$, welche stattfand, wenn der Magnet die Polarisationsebene entgegengesetzt drehte, wie die Zusammendrückung.

Würfel von Crownglas, Kalkspath, Quarz u. s. w. zeigten unter Einfluss der Compression dieselbe Drehung wie ohne dieselbe.

Der Grund dieser Erscheinung liegt indess nach den Versuchen von Edlund[2]) durchaus nicht in der Einwirkung des Magnetes auf das Glas, sondern einzig und allein in dem Auftreten von Interferenzfarben in dem comprimirten Glase, die sich mit den Farben der beiden Hälften der Doppelplatte combiniren. Selbst wenn daher die Drehung durch den Magnet nach beiden Seiten gleich gross wäre, würde man das analysirende Nicol um ungleich viel Grade nach rechts und links drehen müssen, um die Gleichheit der Farben wieder herzustellen. — Man kann dasselbe Phänomen beobachten, wenn man ohne Anwendung des Magnetes bei den beschriebenen Versuchen zuerst das analysirende Prisma so einstellt, dass die durch die Compression des Glases entstandene Farbenungleichheit der Doppelplatte ausgeglichen ist, und nun das polarisirende Prisma um gleiche Winkel $+a$ und $-a$ nach rechts und nach links dreht. Die Farben der Hälften der Doppelplatte werden wieder ungleich und man muss das analysirende Prisma um einen Winkel $+\beta$ oder $-\beta_{\prime}$ drehen, um sie wieder gleich zu machen. Dabei ist diese letztere Drehung, wie bei den Versuchen von Matteucci, immer grösser, wenn die Drehung $+a$ oder $-a$ in demselben Sinne stattfindet, wie die durch die Compression des Glases verursachte Drehung.

[1]) Matteucci, Ann. de Chim. et de Phys. [3.] T. XXIV, p. 354. 1848;* T. XXVIII, p. 493. 1850.* — [2]) Edlund, Ann. d. Chem. u. Pharm. Bd. LXXXVII, S. 338. 1852.*

Die von Matteucci beobachteten Drehungen der Polarisationsebene könnten daher wohl in den an den Enden der Glasprismen liegenden Theile hervorgerufen worden sein, welche nicht seitlich comprimirt waren.

533 Geht ein Lichtstrahl durch einen Beryll oder Turmalin in der Richtung der optischen Axe, so beobachtet man nach Becquerel [1]) die Drehung; ebenso am Bergkrystall, an dem sie Faraday nicht wahrgenommen hatte. Es wurden hierzu eine rechts und eine links drehende Bergkrystallplatte von je 5^{mm} Dicke aufeinandergelegt, so dass ihre Drehungen sich vollständig compensirten. Wurden dieselben nun zwischen die Magnetpole gebracht, so bemerkte Becquerel eine sehr schwache Drehung.

Nach Wertheim [2]) ist die Drehung beim Kalkspath Null, beim Quarz schwach, beim Beryll viel bedeutender, wahrscheinlich, weil die Spannungsunterschiede in den Massen dieser Krystalle immer geringer sind.

534 In Gasen ist bisher keine Drehung der Polarisationsebene durch elektromagnetische Einflüsse beobachtet worden.

Mit Erhöhung der Temperatur von Flintglas und schwerem Glase bis zur Hitze des siedenden Oeles wächst nach Matteucci [3]) die Drehung der Polarisationsebene durch den Einfluss des Magnetes, und zwar beim Faraday'schen schweren Glase von 6^0 bis 8^0, beim Flintglase von $2^0 30'$ bis $3^0 30'$.

535 Auch die Polarisationsebene der strahlenden Wärme wird durch den galvanischen Strom gedreht.

Wartmann [4]) leitete einen durch eine Glimmersäule polarisirten Wärmestrahl von einer Locatelli'schen Lampe durch einen Steinsalzcylinder, welcher zwischen den Polen eines Elektromagnetes oder in einer Drathspirale sich befand, und sodann durch eine Glimmersäule, deren Schwingungsebene gegen die der ersten senkrecht war. Fielen nun die Wärmestrahlen auf eine mit einem empfindlichen Galvanometer verbundene Thermosäule, so zeigte dasselbe keine Wärme an, so lange kein Strom die den Steinsalzcylinder umgebende Spirale durchfloss oder der Magnet nicht in Thätigkeit war. Sobald dies letztere indess geschah, zeigte sich ein Ausschlag der Nadel des Galvanometers, so dass also die Polarisationsebene der Wärme im Steinsalz gedreht worden war.

Bei diesen Versuchen ist die allergrösste Vorsicht nöthig, dass nicht etwa die durch den galvanischen Strom in den Leitungsdräthen und dem Magnet erzeugte Wärme das Steinsalz direct erwärmt oder direct auf die Thermosäule strahlt.

Da es sehr schwierig ist, bei Einstellung der beiden Glimmersäulen in gekreuzter Lage die Wärmewirkung nachzuweisen, haben

[1]) Becquerel, l. c. — [2]) Wertheim, l. c. — [3]) Matteucci, l. c. — [4]) Wartmann, Compt. Rend. T. XXII, p. 745. 1846; Pogg. Ann. Bd. LXXI, S. 573. 1847.*

de la Provostaye und Desains [1]) die Methode von Wartmann abgeändert. Sie bedienen sich an Stelle des polarisirenden und analysirenden Apparates zweier um 45° gegeneinander gedrehter Nicol'scher Prismen, legen zwischen dieselben ein Stück Faraday'schen Glases und lassen durch dasselbe directes Sonnenlicht auf eine 4 Meter entfernte Thermosäule fallen. Das Glas befindet sich in axialer Lage zwischen den Polen eines starken Elektromagnetes. Bei Schliessung des magnetisirenden Stromes in der einen oder anderen Richtung vermehrt oder vermindert sich der Ausschlag der Nadel des mit der Thermosäule verbundenen Galvanometers. — Ohne das Prisma von Faraday'schem Glase bewirkt die Umsetzung der Stromesrichtung keine Ablenkung der Galvanometernadel; ein Beweis, dass alle störenden Elemente vermieden sind.

Es erhebt sich die Frage, ob die Drehung der Polarisationsebene 536
durch den galvanischen Strom oder Magnet darin ihren Grund habe, dass der in den Körpern befindliche Aether direct durch die elektromagnetische Einwirkung in Bewegung versetzt werde, oder ob in den Molekülen der Körper eine solche Veränderung vor sich gehe, dass dadurch eine besondere Bewegung des Aethers bedingt werde. Gegen die erste Ansicht spricht die Abwesenheit der Drehung in gasförmigen Substanzen, in denen der Lichtäther ebenfalls verbreitet ist. Jedenfalls kann also die elektromagnetische Kraft der die Körper umgebenden Spirale oder des benachbarten Magnetes die Bewegung des Lichtäthers nicht direct bedingen. Wohl aber ist es möglich, dass diese Kraft zuerst in den einzelnen Molekülen der Körper in sich geschlossene Molekularströme inducirt, welche so lange andauern wie die Kraft, und dass nun zwischen den bewegten Elektricitäten der Molekularströme und den ihnen zunächst liegenden Aethertheilchen Kräfte auftreten, die nur aus unmittelbarer Nähe auf letztere einwirken. — Da die elektromagnetische Einwirkung im dunklen Raume keine Lichtbewegung erzeugt, so können die Kräfte zwischen den Elektricitäten der Molekularströme und den Aethertheilchen nur dann in Thätigkeit kommen, wenn letztere schon bewegt sind, also die Körper vom Licht durchstrahlt werden.

Mit Hülfe dieser Betrachtungen hat C. Neumann [2]) die elektromagnetische Drehung der Polarisationsebene abzuleiten versucht. Er stellt hierbei die, freilich von vornherein nicht zu beweisende Hypothese auf, dass ein bewegtes Elektricitätstheilchen $\pm e$ auf ein bewegtes Aethertheilchen m auf ganz ähnliche Weise wirke, wie auf ein zweites bewegtes Elektricitätstheilchen $\pm e_1$. Nach W. Weber (§. 44) lässt sich letztere Einwirkung durch die Formel:

---

1) de la Provostaye und Desains, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XXVII, p. 232. 1849;* Pogg. Ann. Bd. LXXVIII, S. 571.* — 2) C. Neumann, Explicare tentatur quomodo fiat ut lucis planum polarisationis per vires electricas seu magneticas declinatur. Dissertatio. Halis 1858.*

$$W = \frac{ee_1}{r^2}\left(1 - \frac{a^2}{16}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + \frac{a^2}{8} r \frac{d^2r}{dt^2}\right)$$

darstellen, wo r die Entfernung der elektrischen Massen e und e_1 bezeichnet. C. Neumann stellt nun ganz analog die Wechselwirkung zwischen der elektrischen Masse e und dem Aethertheilchen m durch die Formel:

$$w = me\left(f + \frac{1}{2}\frac{d\varphi}{dr}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + \varphi\left(\frac{d^2r}{dt^2}\right)\right)$$

dar, wo f und φ Functionen von r sind, die mit wachsenden Werthen von r verschwinden.

Das dem elektromagnetischen Einfluss ausgesetzte Medium sei homogen und werde in einer Richtung von der elektromagnetischen Kraft J getroffen, die mit drei auf einander rechtwinkligen, durch ein Aethertheilchen m als Anfangspunkt gelegten Coordinatenaxen die Winkel ξ, η, ζ bildet. Die in den Molekülen des Mediums inducirten Molekularströme sind dann alle gleich intensiv, haben alle gleichen Flächenraum, und ihre Ebenen bilden alle mit den drei Coordinatenebenen die Winkel ξ, η, ζ. Bezeichnen wir die Geschwindigkeiten des Aethermoleküles nach den drei Axen mit v_1, v_2, v_3, so können wir die Wirkung eines Molekularstromes auf dasselbe nach der oben aufgestellten Formel berechnen und sodann die Wirknng sämmtlicher Molekularströme auf dasselbe addiren. Wir erhalten die Componenten derselben nach den drei Axen:

$$X = kJ(v_2 \cos\zeta - v_3 \cos\eta); \quad Y = kJ(v_3 \cos\xi - v_1 \cos\zeta);$$
$$Z = kJ(v_1 \cos\eta - v_2 \cos\xi); \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 1)$$

wo k eine von der Natur des Mediums abhängige Constante ist. Aus diesen Gleichungen folgt unmittelbar:

$$X \cos\xi + Y \cos\eta + Z \cos\zeta = 0, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 2)$$
$$Xv_1 + Yv_2 + Zv_3 = 0. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 3)$$

Nach diesen Gleichungen wird also nur ein bewegtes Aethertheilchen von den Molekularströmen eine Einwirkung erleiden, da für $v_1 = v_2 = v_3 = 0$ auch $X, Y, Z = 0$ sind. Es steht ferner die, auf die bewegten Aethertheilchen wirkende Kraft auf der Richtung der magnetischen Kraft oder der Normale der Molekularströme und auf der Bewegungsrichtung des Aethertheilchens senkrecht. — Dächten wir uns das Aethertheilchen durch ein Stromelement ersetzt, so würden sich aus den Formeln des §. 30 ganz ähnliche Resultate für die Einwirkung der Molekularströme auf dasselbe ergeben, wenn wir berücksichtigen, dass die, die ungeraden Potenzen der Coordinaten x_o, y_o, z_o des Schwerpunktes des Molekularstromes enthaltenden Glieder in den Determinanten für je zwei Molekularströme, welche sich nur durch das Vorzeichen einer der Coordinaten ihrer Schwerpunkte unterscheiden, bei der Summation ihrer Wirkungen sich gerade aufheben.

Ist nun ein im Punkt x, y, z gelegenes Aethermolekül in der Richtung der drei Axen um u, v, w verschoben, so sind seine Geschwindigkeiten $v_1 = \frac{du}{dt}$, $v_2 = \frac{dv}{dt}$, $v_3 = \frac{dw}{dt}$; sind ferner L, M, N die in denselben Rich-

tungen auf das Aethermolekül durch die Elasticität des Aethers ausgeübten Kräfte, λ der Druck des Aethers in x, y, z, so ist die Bewegnng des Moleküls unter Einfluss der elektromagnetischen Kräfte X, Y, Z gegeben durch die in der Hydrodynamik abgeleiteten Gleichungen:

$$\frac{d^2u}{dt^2} = L + X + \frac{d\lambda}{dx};\ \frac{d^2v}{dt^2} = M + Y + \frac{d\lambda}{dy};\ \frac{d^2w}{dt^2} = N + Z + \frac{d\lambda}{dz}\ . \quad 4)$$

$$\frac{du}{dx} + \frac{dv}{dy} + \frac{dw}{dz} = 0. \quad . \ . \ . \ . \ . \ . \ . \ . \ . \ . \quad 5)$$

Fällt nun Licht durch einen Körper in der Richtung der Z-Axe ein, und sind die Endflächen des Körpers der XY-Ebene parallel und entsprechen den Coordinaten $Z = 0$ und $Z = l$, so sind die Verschiebungen u, v, w, sowie λ auf jedem Querschnitt des Leiters constant, also von x und y unabhängig. Daher ist $\frac{du}{dx} = \frac{dv}{dy} = 0$, also nach Gl. 5. $\frac{dw}{dz} = 0$, woraus sich $w = 0$ und ebenso $\frac{dw}{dt} = v_3 = 0$ ergiebt, welcher Werth in den Ausdrücken X und Y fortfällt. Ebenso folgt $\frac{d\lambda}{dx} = \frac{d\lambda}{dy} = 0$ und $\frac{d^2w}{dt^2} = 0$. — Die Werthe L und M sind dann dargestellt durch

$$L = A\frac{d^2u}{dz^2} + B\frac{d^4u}{dz^4} + \cdots;\ M = A\frac{d^2v}{dz^2} + B\frac{d^4v}{dz^4} + \cdots,$$

und wir erhalten zur Bestimmung der Aetherbewegung in dem Körper endlich die Differentialgleichungen:

$$\begin{aligned} \frac{d^2u}{dt^2} &= \left(A\frac{d^2u}{dz^2} + B\frac{d^4u}{dz^4} + \ldots\right) + kJ\cos\zeta\,\frac{dv}{dt}; \\ \frac{d^2v}{dt^2} &= \left(A\frac{d^2v}{dz^2} + B\frac{d^4v}{dz^4} + \ldots\right) - kJ\cos\zeta\,\frac{du}{dt}. \quad . \ . \ . \quad 6) \end{aligned}$$

Ist der anf die Vorderfläche des Körpers ($z = 0$) einfallende Strahl so polarisirt, dass seine Aethermoleküle parallel der X-Axe schwingen, so sind die Aetherbewegungen in demselben für $z = 0$ zur Zeit t gegeben durch die Gleichungen:

$$U = a\cos\left(t - \frac{z}{c}\right)\frac{2\pi}{\tau};\ V = 0; \quad . \ . \ . \ . \ . \ . \ . \ . \ . \quad 7)$$

wo a die Schwingungsweite, τ die Schwingungsdauer, c die Lichtgeschwindigkeit in dem den Körper umgebenden Medium darstellt. Für $z = 0$ müssen nun die Gleichungen, welche aus der Integration der Gl. 6. hervorgehen, mit den Gl. 7. identisch sein. Daraus folgt:

$$\begin{aligned} u &= \frac{a}{2}\left[\cos\left(t - \frac{z}{m_I}\right)\frac{2\pi}{\tau} + \cos\left(t - \frac{z}{m_{II}}\right)\frac{2\pi}{\tau}\right] \\ v &= \frac{a}{2}\left[\sin\left(t - \frac{z}{m_I}\right)\frac{2\pi}{\tau} - \sin\left(t - \frac{z}{m_{II}}\right)\frac{2\pi}{\tau}\right]. \end{aligned} \quad . \ . \quad 8)$$

Diese Gleichungen zeigen, dass sich in dem Körper zwei in entgegengesetzter Richtung schwingende circularpolarisirte Strahlen fortpflanzen, und zwar mit den Geschwindigkeiten m_I und m_{II}, welche sich aus der Gleichung:

$$0 = \left(\frac{2\pi}{\tau}\right)^2 - A\left(\frac{2\pi}{\tau m}\right)^2 + B\left(\frac{2\pi}{\tau m}\right)^4 \,.\,.\, \pm \frac{2\pi}{\tau} k J \cos \xi \quad . \quad 9)$$

ergeben. Beide Strahlen setzen sich beim Austritt aus dem Körper (für $z = l$) zu einem linear polarisirten Strahl zusammen, dessen Polarisationsebene gegen die des einfallenden Strahles gedreht ist um den Winkel:

$$\varrho = \left(\frac{l}{m_I} - \frac{l}{m_{II}}\right)\frac{\pi}{\tau} = \frac{k\pi}{2} \frac{l \,.\, J \cos\gamma}{\frac{1}{m_0}\left(A - 2B\left(\frac{2\pi}{\tau m_0}\right)^2 + 3C\left(\frac{2\pi}{\tau m_0}\right)^4 - \ldots\right)} \quad 10)$$

worin m_0 die Geschwindigkeit des Lichtes im Körper ohne Einfluss der elektromagnetischen Kraft (für $J = o$) ist. — Es ist also auch nach dieser Formel die Drehung ϱ der Länge l des Körpers, der Intensität J der elektromagnetischen Kraft und dem Cosinus ihrer Neigung gegen die (Z)Richtung des Lichtstrahles proportional. Die Drehung für die verschiedenen Farben würde sich erst nach genauerer Kenntniss der Gesetze der Dispersion in verschiedenen Körpern, d. h. der Constanten A, B, C, ableiten lassen. — Die negative Drehung in Lösungen von magnetischen Salzen würde sich vielleicht aus der überwiegenden Wirkung der Molekularströme der magnetisch gerichteten Salztheilchen über die Wirkung der entgegengesetzt fliessenden Molekularströme der übrigen diamagnetischen Bestandtheile der Lösung erklären. Doch wären hierzu noch weitere Untersuchungen erforderlich.

II. Vermeintliche Erregung des Magnetismus durch Licht.

537 Man hat in früherer Zeit vielfach angenommen, dass eine nahe directe Beziehung zwischen dem Magnetismus des Stahles und dem Lichte existire. Namentlich Morichini[1]) glaubte zeigen zu können, dass das violette und ultraviolette Licht in einer unmagnetischen Stahlnadel einen Nordpol hervorbringe, wenn es sie nur an der einen Hälfte beleuchte, dass auch wohl das rothe Licht sie demagnetisire, und Mrs. Sommerville[2]) wies in gleicher Art nach, dass eine am einen Ende mit blauer Seide umwickelte Nähnadel bei Bestrahlung durch das Sonnenlicht daselbst einen Nordpol erhalte. Auch Christie[3]) hat beobachtet, dass die Schwingungsweite einer Magnetnadel unter dem Einfluss des Sonnenlichtes schneller abnehme als im Dunkeln. Endlich hat auch Baumgärtner[4]) zu zeigen versucht, dass eine an verschiedenen Stellen

[1]) Morichini, Gilb. Ann. Bd. XLIII, S. 212. 1813;* Kastner's Archiv Bd. VIII, S. 105. 1826.* — [2]) Sommerville, Ann. de Chim. et de Phys. T. XXXI, p. 393. 1826.* — [3]) Christie, Phil. Trans. 1826. Pt. II, p. 219.* — [4]) Baumgärtner, Zeitschr. f. Phys. u. Math. Bd. I, S. 263. 1826;* auch Zantedeschi, Bibl. univ. Vol. XLI, p. 64; Pogg. Ann. Bd. XVI, S. 187. 1829.* u. Andere. Wir begnügen uns, nur einige dieser Versuche anzuführen, da dieselben doch alle keine bestimmten Resultate ergeben haben. Vgl. die übrige Literatur in Gehler's Wörterbuch Bd. VI. 2, S. 873. 1836.*

ungleich stark erleuchtete Nadel an den helleren Stellen, so wie eine ungleich polirte Nadel bei der Bestrahlung durch weisses Licht an den polirten Stellen Nordpole erhalte.

Nach manchen entgegengesetzten Erfahrungen ist endlich durch sehr ausgedehnte und sorgfältige Versuche von Riess und Moser[1]) nachgewiesen worden, dass alle diese Resultate nur zufälligen Umständen ihren Ursprung verdanken. Entweder hatten die Nadeln schon vor der Bestrahlung einen gewissen Magnetismus, den die früheren Beobachter nicht bemerkten, weil sie, statt wie Riess und Moser die Nadeln an einem Coconfaden aufzuhängen, dieselben auf ein auf einer Spitze schwebendes Achathütchen brachten, dessen Reibung den schwachen Magnetismus der Nadeln überwand; oder die Nadeln waren, als man, um ihren Magnetismus zu bestimmen, ihre Schwingungszahl in einer bestimmten Zeit mass, durch Annähern eines Magnetstabes in Bewegung gesetzt worden, wodurch sie schon magnetisirt werden konnten. Riess und Moser brachten sie stets durch einen kupfernen Haken in Schwingungen. Auch waren die Nadeln beim Poliren wohl öfter in der Nordsüdrichtung gehalten worden, so dass sie in Folge der dabei stattfindenden Erschütterungen durch den Erdmagnetismus magnetisirt wurden.

Riess und Moser erhielten, bei Vermeidung aller Fehlerquellen, selbst unter den günstigsten Umständen nie eine Aenderung des permanenten Magnetismus oder auch nur eine temporäre Magnetisirung durch das Licht. Da Mrs. Sommerville angegeben, dass, besonders wenn die Masse der bestrahlten Nadeln klein wäre, ihre Magnetisirung stark würde, wandten sie häufig zugespitzte cylindrische Nadeln von höchstens $2^1/_2''$ Länge und auch Uhrfedern an. Die Oscillationsdauer der Nadeln änderte sich durchaus nicht, als ihre eine Hälfte eine Zeitlang den Strahlen des violetten Theiles des Spectrums ausgesetzt worden war. Auch ergab sich eine solche nicht, als durch eine Linse das violette Licht des Spectrums zu einem kleinen Kreise concentrirt, und derselbe von dem Nordende der Nadeln gegen ihre Mitte langsam hingeführt wurde.[2]) — Auch änderte sich die Schwingungsdauer einer kleinen Magnetnadel, welche vor einer 2 Zoll langen verticalen Stahlnadel so aufgehängt war, dass ihr Südpol mit dem unteren Ende der letzteren in einer Ebene lag, durchaus nicht, als auf das untere Ende der Stahlnadel vermittelst eines Heliostates der violette Theil des Spectrums geleitet worden war. Also auch während der Bestrahlung wurde die Nadel nicht temporär magnetisirt. Ebensowenig erhielten Riess und Moser bei Vermeidung aller übrigen magnetisirenden Einflüsse positive Resultate mit Nadeln, die nur am einen Ende polirt waren, mochten sie das violette oder weisse Licht direct oder durch eine Linse concentrirt auf das polirte Ende der Nadel geleitet haben. Es ergab sich nur zuweilen bei magnetisirten Nadeln in Folge der starken Erwärmung eine Schwächung ihres Magnetismus.

[1]) Riess und Moser, Pogg. Ann. Bd. XVI, S. 563. 1829.* — [2]) Aehnlich wie Barlocchi, Gehler's Wörterb. l. c.

Drittes Capitel.

Beziehungen des Magnetismus zur chemischen Verwandtschaftskraft, zur Krystallisation und Gravitation.

538 Man hat früher viele Versuche angestellt, um eine directe Beziehung des Magnetismus zur Krystallisationskraft sowie zur chemischen Verwandtschaftskraft zu finden.

So sollte nach Arnim[1]) der Anker eines hufeisenförmigen Stahlmagnetes beim Befeuchten mit Wasser leichter am Nordpol des Magnetes rosten; Ritter[2]) wollte beobachtet haben, dass Eisenmagnete am Südpol oxydirbarer sind; Cavallo[3]) meinte, eine Magnetnadel würde von Eisenfeilen stärker angezogen, wenn sie in verdünnter Schwefelsäure oder Salzsäure chemisch angegriffen würden; Maschmann, Hansteen[4]) und Andere wollten beobachtet haben, dass der aus einer Lösung von salpetersaurem Silberoxyd durch Quecksilber in einem U-förmigen Rohr reducirte Silberbaum in dem nach Norden gekehrten Schenkel desselben höher wüchse als in dem anderen; ebenso Lüdicke[5]), dass die Krystalle aus einer Lösung von essigsaurem Bleioxyd u. s. w. in einem über den Magnetpolen aufgestellten Gefäss hauptsächlich an den nicht zwischen den Polen befindlichen Stellen anschiessen; Kastner[6]), dass in einem in Bleizuckerlösung liegenden Glasrohr, in welchem eine Magnetnadel in der Richtung des magnetischen Meridians befestigt ist, die Krystallisation hauptsächlich an den Polen der Nadel stattfinde. Endlich beobachtete auch Rendu[7]), dass in einem U-förmigen Rohr, in dessen Schenkel zwei

---

1) Arnim, Gilb. Ann. Bd. III, S. 59; Bd. V, S. 394. 1800;* Bd. VIII, S. 279. 1801.* — 2) Ritter, Beiträge Bd. II, S. 828. 1805.* — 3) Cavallo, Phil. Trans. 1787, p. 16.* — 4) Maschmann und Hansteen, Gilb. Ann. Bd. LXX, S. 234. 1822;* auch Schweigger und Döbereiner, Schweigg. Journ. Bd. XLIV, S. 85. 1825.* — 5) Lüdicke, Gilb. Ann. Bd. LXVIII, S. 76. 1821.* — 6) Kastner, Kastner's Archiv Bd. VI, S. 448. 1825;* vgl. auch Hunt, Phil. Mag. Vol. XXVIII, p. 1. 1846;* Vol. XXXII, p. 252. 1848.* — 7) Rendu, Ann. de Chim. et de Phys. T. XXXVIII, p. 196. 1828;* Kastner's Archiv Bd. XV, S. 385* und Andere.

an die Pole eines hufeisenförmigen Magnetes gehängte Eisendräthe hineinragten, ein Aufguss von Rothkohl sich beiderseits grün färbte, dass dieses einträte, selbst wenn die Dräthe mit Glasröhren bedeckt waren; u. s. w.

Schon Erman[1]) hatte indess bewiesen, dass die Versuche von Ritter und Arnim durchaus unrichtig sind, indem beide Pole eines Magnetes in feuchter Luft ganz gleichmässig rosten, wenn sie sonst nicht ungleich sind; auch Dulk[2]) hat gezeigt, dass die Bildung der Silbervegetation durchaus nicht von dem Magnetismus beeinflusst wird. Endlich hat Erdmann[3]) durch eine Reihe sorgfältiger Versuche bewiesen, dass alle positiven Resultate, welche scheinbar in diesem Felde erhalten worden sind, nur zufälligen Umständen zuzuschreiben sind, dass sich bei öfterer Wiederholung derselben unter verschiedenen Verhältnissen ebenso oft die entgegengesetzten Resultate ergeben und in vielen Fällen, z. B. in dem Versuch von Rendu, schon das Eisen als solches, ohne magnetisirt zu sein, dieselben Wirkungen hervorbringt. — Es ist damit die Beziehung des Magnetismus zur chemischen Verwandtschaft und Krystallisationskraft als völlig unerwiesen zu betrachten, wenigstens so weit diese Versuche gehen (vgl. §. 507).

Auf die Cohäsion der Flüssigkeiten scheint der Magnetismus keinen 539
Einfluss zu haben. Als Mousson[4]) zwischen die Pole eines starken Elektromagnetes eine Schale voll Wasser oder Eisenvitriollösung stellte, und in diese Capillarröhren einsenkte, änderte sich beim Schliessen des magnetisirenden Stromes der Stand der Flüssigkeiten im Capillarrohr nicht. Ebensowenig zeigte sich eine solche Aenderung, als ein enges, U-förmig gebogenes Capillarrohr mit den betreffenden Flüssigkeiten gefüllt und mit dem einen Schenkel dem Magnetpol genähert wurde, während der andere möglichst weit von demselben entfernt war.

Eine Beziehung der magnetischen Kräfte zur Gravitation hat Fara- 540
day[5]) vergebens aufgesucht. Weder als er eine Drathspirale, deren Drathenden mit einem Galvanometer verbunden waren, für sich fallen liess, oder dabei in sie einen Kupferkern oder auch einen Eisenkern einlegte, noch als er in einer feststehenden Spirale Stücke von Kupfer, Glas, Schellack, Schwefel auf- und niederbewegte oder dieselben auch dabei in Rotation versetzte, konnte er eine Ablenkung der Galvanometernadel beobachten. Eine solche zeigte sich auch bei den letzterwähnten Versuchen nicht, als bei jedem Auf- oder Niedergang der Stäbe die Verbindungen der Spirale mit dem Galvanometer umgekehrt wurden.

---

1) Erman, Gilb. Ann. Bd. XXVI, S. 139. 1807.* — 2) Dulk, Kastner's Archiv Bd. VI, S. 457. 1825.* — 3) Erdmann, Schweigg. Journ. Bd. LVI, S. 24. 1829.* 4) Brunner und Mousson, Pogg. Ann. Bd. LXXIX, S. 141. 1850.* — 5) Faraday, Exp. Res. Ser. XXIV. 1850.*

IV.

INDUCTION.

Erstes Capitel.

Erscheinungen der Induction in linearen Leitern.

I. Grunderscheinungen der Induction.

Während bei den elektrodynamischen und elektromagnetischen Phä- 511
nomenen die in den Körpern fliessenden elektrischen Massen ihre Anziehungs- und Abstossungswirkungen auf die Körper selbst übertragen und sie in Bewegung versetzen, kann umgekehrt in einem ruhenden, nicht vom Strom durchflossenen Körper eine neue Bewegung der Elektricitäten, ein galvanischer Strom erzeugt werden, wenn sich in einem ihm benachbarten Körper in irgend einer Weise die Bewegung der Elektricitäten ändert.

Durch eine Reihe glänzender Versuche hat Faraday[1]) mit Bestimmtheit zuerst nachgewiesen, dass bei einer jeden Veränderung der

---

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. I (24. Nov. 1831*); Ser. II (12. Jan. 1832*). Die früheren Versuche in diesem Gebiete sind äusserst unbestimmt. So glaubte z. B. Humboldt wahrzunehmen, dass ermüdete Froschschenkel wohl durch Armirung des Nervs mit einem Stahlmagnet, nicht mit gewöhnlichem Stahl zuckten (Gereizte Muskelfaser Bd. I, S. 114. 1797*); er fand indess bei anderen Versuchen den Einfluss des Magnetismus hierbei nicht bestätigt. Aehnliche Versuche stellte Arnim (Gilb. Ann. Bd. III, S. 63. 1800*) an, indem er einen Froschnerv mit einem Eisenstück und einem Magnet berührte. Er erhielt dabei eine Zuckung; ebenso bei Berührung des Nervs und Muskels mit den ungleichnamigen Polen zweier gleicher Magnete, deren andere Pole aneinander gebracht wurden; nicht aber bei Berührung mit den gleichnamigen Polen der Magnete. Indess auch diese Versuche sind sehr unsicher. Ritter glaubte zu finden, dass zwei Eisennadeln, von denen die eine magnetisirt ist, elektromotorisch gegeneinander wirken (Gereizte Muskelfaser Bd. II, S. 189. 1797*). — Einen grossen Schritt weiter thaten Ampère und de la Rive (Ann. de Chim. et de Phys. T. XXV, p. 271. 1824;* Pogg. Ann. Bd. VIII, S. 368*). Dieselben hängten einen in sich geschlossenen Kupferreifen in dem kreisförmigen Schliessungsbogen eines Stromes frei auf. Bei Annäherung eines Hufeisenmagnetes wurde je nach der Stromesrichtung der Reifen angezogen oder abgestossen. Indess verfolgten sie diesen Versuch nicht weiter. Erst Faraday kam durch ein näheres Studium des von Arago entdeckten sogenannten Rotationsmagnetismus, d. h. der Ablenkung einer Magnetnadel über einer rotirenden Scheibe und einer frei aufgehängten Metallmasse über einem bewegten Magnet (s. das Capitel: Induction in körperlichen Leitern) auf die richtige Erkenntniss der Inductionserscheinungen.

Lage eines von einem galvanischen Strom durchflossenen Leiters oder eines Magnetes, sowie bei jeder Aenderung der Intensität des Stromes in einem feststehenden Leiter oder der Grösse des magnetischen Momentes des Magnetes in einem dem Leiter oder Magnet benachbarten Körper ein galvanischer Strom entsteht. Diesen Strom bezeichnet man mit dem Namen inducirter Strom. Die bei seiner Erzeugung ausgeübte Wirkung des bewegten oder seine Intensität ändernden, primären oder inducirenden Stromes nennt man die Volta-Induction oder, wenn der inducirte Strom durch einen Magnet hervorgerufen wird, die Magneto-Induction, den Strom selbst aber im letzteren Fall einen magneto-elektrischen Strom.

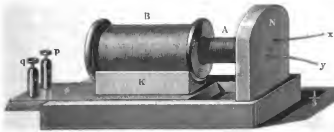
Wir betrachten zuerst im Allgemeinen nach einander diese beiden Arten der Induction in ihren einfachsten Fällen, zunächst bei Anwendung linearer Leiter.

542 Verbindet man die Enden eines geradlinigen oder zickzackförmig auf einem Brett befestigten Drathes B durch zwei lange, mit Seide übersponnene und umeinander gewundene Dräthe mit einem Galvanometer, legt neben jenen Drath einen ganz gleichen Drath A und leitet durch denselben den Strom einer Säule, so schlägt die Nadel des Galvanometers nach der einen oder anderen Seite in dem Augenblick aus, wo man den Kreis des den Drath A durchlaufenden Stromes schliesst oder öffnet. Um das Oeffnen und Schliessen des Stromes bequem vornehmen zu können, kann man sich der Thl. I, §. 165 angegebenen Vorrichtung bedienen oder auch den Leitungsdrath zwischen der Säule und dem Drath A an einer Stelle unterbrechen, das eine Ende desselben direct mit einem Quecksilbernapf verbinden, und in denselben abwechselnd das andere Ende eintauchen und aus demselben herausheben. Sowohl nach dem Schliessen, als auch nach dem Oeffnen des Stromkreises im Drath A kehrt die Nadel des Galvanometers nach ihrem ersten Ausschlag in ihre Ruhelage zurück; vorausgesetzt, dass die Dräthe A und B so weit von dem Galvanometer entfernt sind, dass der Strom in A nicht direct durch seine elektromagnetische Wirkung die Nadel desselben ablenkt. Die Richtung des Ausschlages der Nadel zeigt, dass beim Schliessen des Stromkreises in A ein momentaner Strom in B inducirt wird, dessen Richtung dem Strom in A entgegengesetzt ist. Beim Oeffnen des Stromkreises in A wird dagegen in B ein dem Strom in A gleichgerichteter momentaner Strom inducirt.

Statt den Strom in A entstehen und vergehen zu lassen, würde es genügen, die Intensität desselben zu steigern oder zu vermindern, z. B. indem man erst durch eine Nebenschliessung bewirkt, dass nur ein Theil des Stromes der Säule durch A fliesst und sodann die Nebenschliessung entfernt und später wieder einfügt. Die Induction in B ist dieselbe, wie wenn hier neben dem zuerst durch A fliessenden permanenten Strom, welcher keine inducirende Wirkung ausübt, noch in A ein neuer Strom entstanden und nachher wieder verschwunden wäre.

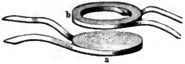
Man kann die inducirende Wirkung der Leiter wesentlich verstärken, wenn man sie in mehreren Windungen übereinander legt und so aufeinander wirken lässt. Zu dem Ende bedient man sich zweckmässig zweier 543

Fig. 243.



Spiralen von übersponnenem Kupferdrath A und B (Fig. 243), von denen die erste durch die Dräthe x und y mit den Poldräthen der Säule verbunden wird, die zweite B durch die Klemmen p und q mit dem Galvanometer in Verbindung steht. Die inducirte oder Inductionsspirale B (auch wohl Nebenrolle genannt) ist auf einem Schlitten s befestigt, so dass sie sich gerade über die primäre oder inducirende Spirale oder Hauptrolle A hinüberschiebt. Man kann dann die Spiralen in verschiedenen Entfernungen von einander aufstellen und die Inductionsströme in B untersuchen, wenn A abwechselnd mit einer Säule verbunden oder die Verbindung aufgehoben wird. In diesem Fall inducirt der in jeder einzelnen Windung der inducirenden Spirale A fliessende Strom in jeder Windung der Inductionsspirale B einen entgegengesetzt oder gleich gerichteten Strom und so vermehrt sich die inducirende Wirkung, abgesehen von den Nebenumständen, proportional dem Product der Anzahl der Windungen auf beiden Spiralen.

Fig. 244.



Sehr gut kann man diese Inductionserscheinungen auch an Bandspiralen [1]) (Fig. 244) beobachten, d. h. an flachen Spiralen, welche aus einem etwa 1 bis 2 Zoll breiten und 20 bis 30 Meter langen Kupferblechstreifen gewickelt sind, dessen beide Seiten mit Seidenband bedeckt werden.

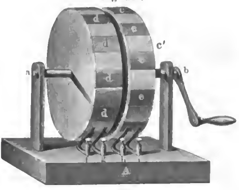
Will man grössere Wirkungen der, beim Oeffnen und Schliessen einer Stromesleitung in einem benachbarten Leiter inducirten Oeffnungs- und 544

[1]) Henry, Transactions Americ. Philos. Soc. Vol. VI.; Pogg. Ann. Ergänz.-Bd. I, 282. 1842.

Schliessungsströme erhalten, so verwendet man zweckmässig eine ganze Reihe solcher Ströme, indem man die primäre Leitung oft hintereinander öffnet und schliesst und durch eine besondere Vorrichtung in die, der Wirkung der Inductionsströme auszusetzenden Körper nur die Oeffnnngs- oder nur die Schliessungsströme eintreten lässt.

Man bedient sich hierzu des **Disjunctors**, eines zuerst von **Dove** [1]) angegebenen Apparates. Derselbe lässt sich mit einigen Abänderungen folgendermaassen construiren: Man setzt auf die beiden Hälften einer, durch eine isolirende Schicht, z. B. von Elfenbein, in der Mitte getheilte Metallaxe *ab* (Fig. 245) zwei Metallräder *c* und *c'* auf, deren Ränder abwechselnd mit nicht leitenden Segmenten *d* und *e* von Elfenbein oder Horn ausgelegt sind. Gegen die Räder schleifen die mit den gleichnamigen Klemmschrauben verbundenen Federn *f*, *g* und *h*, *i*. Die Räder *c* und *c'* können durch eine Kurbel oder durch ein besonderes Schwungrad und einen Schnurlauf mit der sie tragenden Axe in Rotation versetzt werden. Man schaltet nun durch die Klemmschrauben *f* und *g* das Rad *c* in einen Schliessungskreis ein, welcher eine Säule und die inducirende Spirale enthält, während das Rad *c'* durch die Klemmschrauben *h* und *i* in den Schliessungskreis der Inductionsspirale eingefügt wird.

Fig. 245.



Hat man die Räder *c* und *c'* so auf die Axe aufgesetzt, dass bei ihrer Drehung die Federn *h* und *i* eher gegen die Metalloberflächen des Rades *c'* schleifen, als die Federn *f* und *g* gegen die Metalloberflächen des Rades *c*, dagegen erstere auch früher von jenen Oberflächen abgeleitet als letztere, so ist der Schliessungskreis des inducirten Stromes nur bei der Schliessung des primären Stromes geschlossen, bei der Oeffnung desselben geöffnet; durch den Schliessungskreis des inducirten Stromes kann nur der Schliessungsstrom hindurchgehen. — Verstellt man die Räder umgekehrt so,

[1]) Bei dem Disjunctor von **Dove** (Pogg. Ann. Bd. XLIII, S. 512. 1838*) waren die Räder *c* und *c'* durch weit ausgezackte sternförmige Räder ersetzt, deren Zacken in untergestellte Quecksilberrinnen tauchten. Neben denselben waren auf die Metallaxe volle Metallräder gesetzt, deren Ränder in andere Quecksilberrinnen eingesenkt waren und durch welche die Leitung vermittelt wurde. — Statt der mit isolirenden Sectoren ausgelegten Räder des gezeichneten Apparates kann man auch gewöhnliche Zahnräder von Metall verwenden oder auch Räder von Holz, Elfenbein u. s. f., welche man dann mit Metalleinlagen *d* und *e* versieht. — Aehnliche Apparate von **Wartmann**, Ann. de Chim. et de Phys. [3.] T. XXII, p. 5. 1848.*

dass die Federn h und i später auf die Metallflächen vor c' auftreffen und abgleiten als die Federn f und g auf die Metallflächen von d, so kann durch den Schliessungskreis der Inductionsspirale nur der Oeffnungsstrom hindurchgehen. — Wählt man die Metallflächen des Rades c' etwas breiter als die des Rades c, so kann man beide Räder so stellen, dass die Mitten ihrer Metallflächen einander entsprechen. Dann wird bei der Drehung der Räder der inducirte Kreis vor dem inducirenden geschlossen und nach dem Oeffnen desselben geöffnet. Dann gehen durch den ersteren sowohl die Schliessungs- wie die Oeffnungsströme hindurch.

Will man nur eine Reihe abwechselnd gerichteter Inductionsströme haben, so kann man das abwechselnde Oeffnen und Schliessen des inducirenden Kreises auch durch einen selbstthätigen Unterbrecher, z. B. durch ein Barlow'sches Rad (§. 133) oder den §. 134 beschriebenen Rotationsapparat von Ritchie vornehmen. Zweckmässiger benutzt man hierzu den Wagner-Neef'schen Hammer [1]), dessen sich auch du Bois Reymond in seinem sehr zweckmässigen Schlittenapparat zur Erzeugung von Inductionsströmen bedient. Dieser Apparat (Fig. 246) hat im Wesentlichen die Construction des Fig. 243 gezeichneten Apparates, an welchem noch vor dem Brett N der Wagner'sche Hammer angebracht ist, welcher den durch die inducirende Spirale A geleiteten Strom unterbricht. 545

Fig. 246.

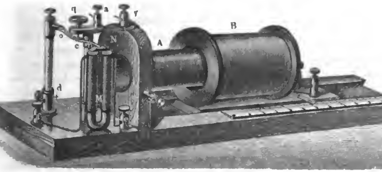


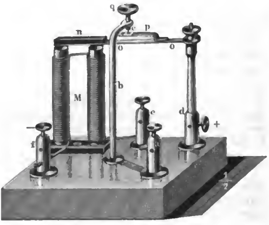
Fig. 247 (a. f. S.) giebt eine besondere Zeichnung des Wagner'schen Hammers in etwas anderer Form wie in Fig. 246. Die Buchstaben der Fig. 246 und 247 passen beide für die folgende Beschreibung desselben.

Die mit dem einen Pol einer Säule verbundene Klemmschraube f steht mit dem Spiraldrath eines Elektromagnetes M in Verbindung, dessen anderes Ende zur Klemmschraube e führt. Der Elektromagnet selbst besteht aus zwei, zur Vermeidung des magnetischen Residuums hohlen

[1]) J. P. Wagner, Pogg. Ann. Bd. XLVI, S. 107. 1839.*

Eisenröhren, welche unten auf eine Eisenplatte aufgeschraubt und oben durch kleine polirte Eisencylinder geschlossen sind. Ueber den Polen

Fig. 247.



des Magnetes befindet sich der parallelepipedische Anker *n* von Eisen, welcher an dem einen Ende einer flachen, auf das obere Ende des Metallstabes *d* aufgeschraubten Messingfeder *o* befestigt ist. Um die unmittelbare Berührung des Ankers mit dem Magnet zu vermeiden, bei welcher derselbe auch nach der Oeffnung des magnetisirenden Stromes an letzterem haften würde, ist der Anker *n* unterhalb mit einem Papier- oder Messingstreifen belegt. Auf der Feder *o* ist unmittelbar ein kleines Platinplättchen *c* aufgelöthet (Fig. 246) oder nach Halske [1]) eine zweite kleine Feder *p* (Fig. 247) aufgesetzt, welche das Platinplättchen *c* trägt. Dieses Plättchen drückt im Ruhezustand der Feder *o* gegen eine Platinspitze, welche an einer in das Messingstatif *b* eingeschraubten Messingschraube *q* befestigt ist. Das Statif *b* ist mit der Klemmschraube *a* verbunden. — Zwischen den Klemmen *e* und *a* wird die inducirende Spirale *A* vermittelst ihrer Enden *x* und *y* eingefügt. — Verbindet man nun den zweiten Pol der Säule mit der Klemmschraube *d*, so fliesst der Strom von *d* durch *o*, zwischen Platte *c* und Schraube *q* hindurch über *b* und *a*, sodann durch die inducirende Spirale nach *e* und um den Magnet *M* nach *f*. Der letztere wird dadurch magnetisch und zieht den Anker *n* an. Dabei wird der Strom bei *c* unterbrochen; die Magnetisirung von *M* hört auf und das Platinplättchen *c* wird wieder gegen die Spitze *q* gedrückt u. s. w. — Die Feder *p* (Fig. 247) bewirkt hierbei, dass, wenn der Magnet *M* schon durch den seine Windungen durchfliessenden Strom magnetisirt ist, und sich der Anker *n* mit der Feder *o* gegen seine Pole hinbewegt, doch noch einige Zeit durch die Federkraft von *p* der inducirende Strom zwischen der Schraube *q* und der darunter befindlichen Platinplatte *c* geschlossen bleibt und erst, wenn der Anker eine sehr grosse Geschwindigkeit erlangt hat, ganz plötzlich unterbrochen wird. Auf diese Weise geschieht die Induction in der Inductionsrolle in kürzerer Zeit, was für manche Zwecke sehr praktisch ist,

[1]) Halske und Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. XCVII, S. 641. 1856.* Vgl. auch Sinsteden, Pogg. Ann. Bd. XCVI, S. 866. 1855.*

z. B. wenn man durch die Inductionsströme bedeutende physiologische Wirkungen oder Funkenentladungen erhalten will. — Will man diese schnelle Oeffnung des inducirenden Stromes nicht herstellen, so kann man an dem Apparat die Feder *p* fortlassen und, wie in Fig. 246, die auf derselben angebrachte Platinplatte unterhalb der Schraube *q* direct auf die Feder *o* auflöthen. — Will man den Strom in der inducirenden Rolle öfter noch unterbrechen, als bei jeder Hin- und Herschwingung der Feder *o* des Apparates Fig. 247, oder ihn auch in abwechselnder Richtung durch die Rolle leiten, so kann man an der Feder *o* noch eine nach unten gerichtete Platinplatte anbringen, der eine zweite Platinspitze gegenübersteht, gegen welche jene Platinplatte beim Niedergang des Ankers *n* gegenschlägt [1]). Man verbindet dann die Enden der inducirenden Rolle mit *e* und *d*, die Pole der Säule mit *a* und *f* und die untere zweite Spitze, sowie die Klemmschraube *e* mit den Polen einer zweiten Säule. Je nachdem hierbei die Verbindung mit den Polen der zweiten Säule in dem einen oder anderen Sinne geschieht, wird beim Anschlagen der Feder gegen die untere Spitze der Strom in der inducirenden Spirale die gleiche oder entgegengesetzte Richtung haben wie der Strom, welcher die Spirale beim Anschlagen der Feder *p* gegen die obere Spitze *q* durchfliesst [2]).

Mittelst dieser Apparate kann man leicht zeigen, dass die Wirkungen der Inductionsströme dieselben sind wie die der gewöhnlichen Hydroströme. Die Ablenkung einer Magnetnadel durch die Inductionsströme haben wir schon betrachtet. Leitet man mit Hülfe des Disjunctors, sei es nur die Oeffnungs- oder nur die Schliessungsinductionsströme durch ein Galvanometer, so erhält man eine permanente Ablenkung seiner Nadel in dem einen oder anderen Sinne. — Leitet man sowohl die Oeffnungs- als auch die Schliessungsströme durch das Galvanometer, so zeigt sich das Phänomen der doppelsinnigen Ahlenkung seiner Nadel (§. 210). 546

Auch die Magnetisirung von Eisen und Stahl kann durch Inductionsströme bewirkt werden. Leitet man z. B. nur einen einzelnen Oeffnungs- oder Schliessungsstrom durch eine Spirale, in welche man eine Stahlnadel eingelegt hat, so erhält sie je nach der Richtung jenes Stromes permanenten Magnetismus. Durch Anwendung des Disjunctors kann man leicht einen weichen Eisenstab mit Hülfe der Inductionsströme auch für längere Zeit zu einem Elektromagnet machen, indem man durch die ihn umgebende Spirale eine Reihe von Oeffnungs- oder von Schliessungsinductionsströmen leitet.

Auch elektrodynamische Wirkungen zeigen die Inductionsströme. Leitet man dieselben durch die beiden Rollen eines Bifilardynamometers, so ziehen sich dieselben an, wenn auch die Richtung der inducirten Ströme wechselt, da stets dieser Wechsel gleichzeitig in beiden Rollen des Dynamometers stattfindet. Die Ablenkung der Bifilarrolle entspricht bei glei-

[1]) **Riess**, Pogg. Ann. Bd. XCI, S. 290. 1854.* — [2]) Ein ähnlicher Apparat auch von **Rijke**, Pogg. Ann. Bd. XCVII, S. 69. 1856.*

cher Zeitdauer der Inductionsströme dem Quadrat ihrer Intensität. Es ist das Dynamometer in dieser Beziehung ein sehr geeignetes Instrument zur Messung der Intensität jener Ströme. — Leitet man die Inductionsströme nur durch die Bifilarrolle, durch die feste Rolle aber einen constanten Strom, so müssen erstere alle gleichgerichtet sein, um eine constante Ablenkung der Bifilarrolle hervorzubringen.

Auch chemische Wirkungen vermögen die Inductionsströme hervorzubringen. Schon ein einziger inducirter Strom, den man vermittelst Platinelektroden durch ein mit Jodkaliumkleister bestrichenes und befeuchtetes Papier leitet, zersetzt das Jodkalium, so dass sich unter dem, als positive Elektrode dienenden Drath ein blauer Fleck von Jod abscheidet. — Leitet man einen solchen einzelnen inducirten Strom durch ein mit verdünnter Schwefelsäure gefülltes Voltameter, so kann man bei nachheriger Verbindung seiner Elektroden mit dem Galvanometer die Polarisation derselben nachweisen. Indess ist doch die Polarisation nur gering; sehr viel bedeutender wird sie, wenn man mehrere Inductionsströme hintereinander in gleicher Richtung durch das Voltameter leitet[1]). — Leitet man die beim Oeffnen und Schliessen des primären Stromes abwechselnd gerichteten Inductionsströme durch ein Voltameter, so erscheinen die Gase Sauerstoff und Wasserstoff abwechselnd an beiden Elektroden und vereinen sich an denselben zum Theil wieder, wenn die Inductionsströme schnell aufeinander folgen. Die hierbei auftretenden Erscheinungen haben wir schon Th. I. §§. 177 und 178 näher ausgeführt. — Die specifischen Unterschiede, welche man zuweilen hierbei zwischen den Wirkungen der gewöhnlichen Hydroströme und Inductionsströme aufstellen wollte, haben sich durchaus nicht bestätigt[2]).

Lässt man eine Reihe gleich oder abwechselnd gerichteter Inductionsströme durch einen dünnen Platindrath hindurchgehen, so zeigt das Glühen desselben auch die thermische Wirkung derselben an.

Schaltet man endlich den menschlichen Körper durch zwei an den Enden der Leitung angebrachte metallene Handhaben, welche man mit den Händen ergreift, in den Schliessungskreis der Inductionsströme ein, welche z. B. durch den du Bois'schen Schlittenapparat erzeugt werden, so erhält man Erschütterungen, so dass die Inductionsströme auch physiologische Wirkungen ausüben.

Wir werden diese verschiedenen Wirkungen der Inductionsströme erst näher betrachten können, wenn wir von ihrer Zeitdauer gesprochen haben.

457 Ganz ähnliche Erscheinungen wie beim Entstehen und Vergehen des Stromes in dem inducirenden Drath A erhält man, wenn man denselben nur dem mit dem Galvanometer verbundenen Drath B nähert oder ihn

[1]) Marianini, Bibl. univ. T. LI, p. 16; Pogg. Ann. Bd. XXVII, S. 459. 1833.* — [2]) Lenz, Pogg. Ann. Bd. XLVIII, S. 385. 1839.*

von demselben entfernt. Man kann hierbei sowohl geradlinige als im Zickzack gebogene Dräthe, wie auch Bandspiralen verwenden oder sich zweckmässig des Fig. 243 gezeichneten Apparates bedienen, vermittelst dessen man zwei Spiralen leicht parallel ihrer Axe gegeneinander verschieben kann.

Leitet man durch die inducirende Spirale A einen Strom von constanter Intensität, so schlägt die Nadel des mit der Inductionsspirale B verbundenen Galvanometers jedesmal aus, wenn man die Spirale B an A heranschiebt oder von A entfernt; kehrt aber nach dem Aufhören dieser Bewegung sogleich in ihre Ruhelage zurück. — Die Richtung des Ausschlages ergiebt, dass der beim Nähern inducirte Strom in den dem ruhenden Drath A parallel liegenden Theilen des bewegten Drathes B dem inducirenden Strome entgegengesetzt gerichtet ist; dass beim Entfernen der inducirte Strom dem inducirenden gleichgerichtet ist.

Statt die Spirale B zu bewegen, A ruhen zu lassen, hätte man ebensogut die vom Strom durchflossene Spirale A an die jetzt ruhende Inductionsspirale B heranbringen oder von ihr entfernen können und hätte dieselben Resultate erhalten.

Statt bei den zuerst beschriebenen Versuchen die Leiter des in- 548
ducirenden und inducirten Stromes sich selbst parallel zu verschieben, kann man auch den einen von ihnen vor dem anderen in irgend einer Weise drehen, so dass dabei, wenn beide vom Strom durch flossen wären, ihre elektrodynamische Wirkung auf einander sich änderte. Man erhält auch dann inducirte Ströme, deren Richtung sich am einfachsten durch folgenden, von Lenz [1]) ausgesprochenen Satz festhalten lässt:

Wird die relative Lage zweier Leiter A und B, von denen der erste A von einem Strom durchflossen ist, geändert, so wird in B stets ein Strom von der Richtung inducirt, dass er durch seine elektrodynamische Wirkung auf den inducirenden Strom in A den Leitern eine Bewegung ertheilen würde, welche der Bewegung, durch die sie die inducirende Wirkung vollbringen, gerade entgegengesetzt wäre.

Halten wir nur das Beispiel des §. 547 fest. In demselben wird in einem Drath beim Nähern eines vom Strom durchflossenen parallelen Drathes ein Strom inducirt, der dem inducirenden entgegengesetzt ist, welcher also durch seine abstossende Wirkung auf den inducirenden Strom die Leiter von einander entfernen würde. Umgekehrt wird beim Entfernen der Leiter von einander ein dem inducirenden gleichgerichteter Strom erzeugt, der also die Leiter einander nähern würde.

---

[1]) Lenz, Pogg. Ann. Bd. XXXI, S. 483. 1834.* Schon früher hatte Ritchie (Phil. Mag. [3.] Vol. IV. p. 11. 1834;* Pogg. Ann. Bd. XXXI, S. 203*) diese Beziehung aufgefasst, indess, wie schon Poggendorff (l. c.) bemerkt, die Bewegungsrichtungen umgekehrt angegeben.

Dieser Satz lässt sich nun auch bei den folgenden Inductionserscheinungen anwenden.

Verbindet man z. B. einen kreisförmigen Leiter *a* von mehreren (etwa 20) Windungen mit den Polen einer Säule und stellt einen ganz ähnlichen zweiten kreisförmigen Leiter *b*, dessen Enden mit dem Galvanometer verbunden sind, in der Weise in ihn hinein, dass die Durchmesser beider Leiter zusammenfallen, ihre Ebenen aber einen Winkel von 90° mit einander machen, so entsteht in dem Leiter *b* jedesmal ein inducirter Strom, wenn die Leiter so gedreht werden, dass ihre Ebenen zusammenfallen. Die Richtung dieses Stromes ist der des Stromes im Leiter *a* entgegengesetzt, so dass also die elektrodynamische Wirkung zwischen dem inducirten und inducirenden Strom die einander genäherten Leiter *a* und *b* von einander entfernen würde. — Dreht man die in einer Ebene befindlichen Leiter so, dass ihre Ebenen wieder einen Winkel von 90° machen, so entsteht umgekehrt ein dem inducirenden gleichgerichteter Strom im Leiter *b* [1]).

549 Wie durch die Annäherung und Entfernung, durch das Schliessen und Oeffnen eines Stromkreises in einem benachbarten Leiter ein Strom inducirt werden kann, können inducirte Ströme auch durch Einwirkung eines Magnetes auf einen Stromleiter entstehen. Dies hat Faraday (l. c.) zuerst gezeigt. Man kann, um die Richtung derselben zu bestimmen, stets an Stelle des Magnetes die Molekularströme setzen, welche um die einzelnen Theile des Magnetes in gewissen Richtungen circuliren.

Die Inductionsströme, welche in einem Leiter hervorgerufen werden, wenn in seiner Nähe plötzlich ein Magnet entsteht oder der Magnetismus desselben plötzlich wieder vernichtet wird, lassen sich z. B. in folgender Art nachweisen. Man umwindet einen als Anker eines hufeisenförmigen Stahl- oder Elektromagnetes dienenden Stab von weichem Eisen mit einer Spirale von langem, dünnem, übersponnenem Kupferdrath. Man legt die von der Ueberspinnung befreiten Enden desselben quer übereinander [2]), oder lässt noch besser das eine Ende desselben in eine kleine, schwach amalgamirte Kupferplatte endigen und stellt das andere, zugespitzte und gleichfalls amalgamirte Ende des Drathes der Spirale federnd auf die Platte auf [3]). Im Moment des Abreissens des Ankers vom Magnet vibriren die übereinander gelegten Drathenden oder die Spitze auf der Platte; zugleich verschwindet der Magnetismus des Ankers, und es entsteht in der umgebenden Spirale ein Strom. Hierdurch springt zwischen beiden Enden der Leitung ein Funken über. — Selbstverständlich erhält man bei Anwendung natürlicher Magnete von Magneteisenstein dieselben Resultate [4]).

---

1) Lenz, l. c. S. 487.* — 2) Strehlke, Pogg. Ann. Bd. XXV, S. 186. 1832.* — 3) Faraday, Exp. Res. Vol. II, p. 169;* Pogg. Ann. Bd. XXV, S. 187. 1832.* — 4) Forbes, Phil. Mag. [3.] Vol. I, p. 49. 1832.*

Verbindet man die Enden der auf den Anker gewundenen Inductionsspirale mit einem Galvanometer, so zeigt der Ausschlag seiner Nadel an, dass beim Abreissen des Ankers in der Spirale ein Inductionsstrom erzeugt wird, der den Molekularströmen des magnetischen Ankers gleichgerichtet ist. Legt man den Anker wieder an den Magnet an, so zeigt die Ablenkung der Nadel einen seinen Molekularströmen entgegengesetzt gerichteten Indnctionsstrom an [1]).

Man braucht bei diesen Versuchen den Anker nicht völlig auf den Magnet aufzulegen und von ihm abzuheben; es genügt, seinen Magnetismus zn ändern, indem man ihn nur aus einiger Entfernnng den Magnetpolen nähert und wieder von ihnen entfernt. — Anch könnte man den Magnet selbst mit einer Drathspirale umwickeln. Da anch in ihm beim Anlegen und Entfernen des Ankers der Magnetismns temporär sich ändert, so werden anch in diesem Fall in der Spirale inducirte Ströme erzengt [2]).

Ebenso erhält man Inductionsströme, wenn man den mit einer Spirale umwnndenen Anker auf einen Elektromagnet legt und den denselben erregenden Strom abwechselnd öffnet und schliesst. Ein mit der Spirale verbundenes Galvanometer zeigt dann die abwechselnd gerichteten Inductionsströme an. Dasselbe ergiebt sich, wenn man einen geschlossenen Eisenring an einer Stelle mit der Magnetisirungsspirale, an der diametral gegenüberliegenden Stelle mit der Indnctionsspirale nmgiebt [3]). — Schon dnrch einen einzelnen solcher Magnetoindnctionsströme kann man einen weichen Eisenstab temporär magnetisiren. Legt man an einen Elektromagnet einen mit Drath nmwickelten Anker nnd verbindet die Enden des Drathes mit einer Spirale, in der sich ein weicher Eisenstab befindet, nnter welchen Eisenfeilen gestreut sind, so richten sich letztere jedesmal anf, wenn man den den Elektromagnet erregenden Strom vermittelst eines Gyrotrops umkehrt [4]).

In ganz gleicher Weise erhält man in einer Spirale Indnctionsströme, wenn man dieselbe über eine zweite, von einem constanten Strom durchflossene Spirale hinüberschiebt und nun in letztere einen Eisenkern einführt. Ihre Richtung entspricht ganz der oben gemachten Angabe.

Wie der Eisenkern würde, wenn auch schwächer, durch seine temporäre Magnetisirung ein Stab von Nickel oder Kobalt wirken.

Dagegen würde es sehr schwer sein, beim Einschieben diamagnetischer Metalle in die Spiralen mit Sicherheit nachzuweisen, dass die dabei entstehenden Indnctionsströme durch die Aenderung des Diamagnetismus der Metalle wirklich hedingt seien. Die meisten hierauf hezüglichen Versuche ergahen nnr Ströme, welche durch die Indnction von Strömen in den Massen der diamagnetischen Metalle selbst nnd die Rückwirkung dieser Ströme auf die in der Nähe befindlichen Inductionsspiralen indncirt

---

[1]) Nobili und Antinori, Antologia di Firenze No. CXXXI; Pogg. Ann. Bd. XXIV, S. 473. 1832.* — [2]) Vgl. auch Pohl, Pogg. Ann. Bd. XXIV, S. 495. 1832.* — [3]) Faraday, Exp. Res. Ser. I, §. 27 u. flgde.* — [4]) Dove, Pogg. Ann. Bd. XXIX, S. 461. 1833.*

sind, und die eine so bedeutende Intensität im Verhältniss zu den etwa durch diamagnetische Polarisirung der Metalle inducirten Strömen besitzen, dass der Einfluss der letzteren nur schwierig wahrgenommen werden kann [1]).

550 In Flüssigkeiten werden auf ganz gleiche Weise durch Magnete inducirte Ströme erzeugt, wie in metallischen Leitern.

So wand Faraday [2]) um einen cylindrischen Eisenstab eine Kautschukröhre von 0,25″ Durchmesser und 8,5′ Länge in zwölf Umgängen. Die Röhre wurde mit verdünnter Schwefelsäure ($^1/_8$) gefüllt und ihre Enden durch Korke verschlossen, durch welche Kupferdräthe hindurchgingen, welche mit den Enden des Drathes des Galvanometers verbunden waren. Der so umwundene Eisenstab wurde als Anker auf einen Elektromagnet gelegt und der ihn erregende Strom abwechselnd geschlossen und geöffnet. Hierbei wurden in der Flüssigkeit in der Röhre Ströme inducirt, welche die gleiche Richtung hatten wie die Inductionsströme in einem in gleichem Sinne um den Eisenstab gewundenen Drath. Die von den Enden der Röhre zum Galvanometer gehenden Dräthe waren so gestellt, dass in ihnen selbst beim Oeffnen und Schliessen des magnetisirenden Stromes keine Induction erfolgte. — Auch setzte Faraday unter einen Eisenstab, der als Anker auf einen Elektromagnet gelegt war, eine Schale voll sauren Wassers und senkte zu beiden Seiten des Stabes Platinplatten in dasselbe, welche mit dem Galvanometer verbunden waren. Hier entstand ebenfalls beim Erregen und Aufheben der Magnetisirung des Magnetes in der Flüssigkeit ein die Galvanometernadel ablenkender Inductionsstrom.

551 Auch wenn man nur die relative Lage eines Magnetes und eines Leiters gegeneinander ändert, wird in letzterem ein Strom inducirt.

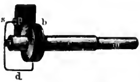
Schiebt man z. B. in den inneren Raum einer mit dem Galvanometer verbundenen Spirale einen Stahlmagnet mit dem einen Pol ein, so weist der Ausschlag der Nadel des Galvanometers nach, dass in der Spirale ein Strom inducirt worden ist, der den Molekularströmen des Magnetes entgegengesetzt gerichtet ist. Zieht man den Magnet plötzlich aus der Spirale heraus, so ist der Inductionsstrom jenen Molekularströmen gleichgerichtet. Denken wir uns daher die Drathspirale so aufgestellt, dass ihre Axe vertical ist, und schieben wir von oben her den Südpol eines Stahlmagnetes in sie hinein, so circulirt der inducirte Strom (von oben betrachtet) durch die Windungen der Spirale in der Richtung der Bewegung des Uhrzeigers. Beim Herausziehen des Südpoles circulirt der Strom in entgegengesetzter Richtung. Ersetzt man den Südpol des Magnetes durch seinen Nordpol, so kehren sich hierbei die Richtungen der inducirten

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. XXIII. 1850.* — [2]) Faraday, Phil. Mag. [4.] T. VII, p. 265. 1854;* Pogg. Ann. Bd. XCII, p. 299;* auch Baxter, Edinb. Journ. T. VI. p. 25; Fortschritte 1857, S. 394.*

Ströme um. — Würde man den Magnet ganz durch die Spirale hindurchschieben, so würde die Annäherung und Entfernung desselben in den einzelnen Windungen der Inductionsspirale gleiche und entgegengesetzt gerichtete Indnctionsströme hervorrufen, deren chemische Wirkungen z. B. sich gerade aufheben würden. — Wird der Magnet langsam in die Spirale eingeschoben oder aus ihr herausgezogen, so bemerkt man keine Ablenknng der Galvanometernadel. Obgleich die gesammte indncirte elektromotorische Kraft hierbei dieselbe ist, wie beim schnellen Bewegen des Magnetes, so ist doch die Zeit, in welcher dieselbe erregt wird, gegen die Schwingungsdauer der Magnetnadel zn bedeutend, nm dieselbe sichtbar zu bewegen [1]). — Wird über einen ruhenden Magnet eine Inductionsspirale geschoben, so zeigen sich die analogen Erscheinungen.

Anch bei diesen Versuchen kann man einen Fnnken durch den Inductionsstrom erhalten. Man bedient sich dazu einer kurzen, dicken, auf eine etwas längere Pappröhre c (Fig. 248) gewundenen Spirale b, deren eines Ende in einer Metalllpatte p, deren anderes in einer auf die Platte aufstehenden Spitze s endet. In der Pappröhre befindet sich bei a ein Holzpflock. Wird nun der Magnet m in die Spirale schnell hineingescboben, so stösst derselbe gegen den Holzpflock; dieser drückt gegen den Drath ds, und so wird im Moment der Entstehnng des indncirten Stromes die Spitze von der Platte abgehoben, und ein lebhafter Funken erscheint [2]). 552

Fig. 248.



Verbindet man zwei parallel nebeneinander gestellte Spiralen so, das ihre Windungen in entgegengesetzten Richtnngen laufen nnd schiebt in beide zugleich die beiden Schenkel eines hufeisenförmigen Stahlmagnetes ein, so addiren sich die in beiden Spiralen indncirten Ströme und man erhält stärkere Wirkungen, als bei Anwendung nur einer Spirale und eines geraden Magnetstabes [3]). 553

Verbindet man die Multiplicatoren zweier Galvanometer durch Leitungsdräthe und versetzt das astatische System des einen Galvanometers in Schwingungen, so geräth anch das astatische System des anderen in Schwingungen, selbst wenn die Galvanometer so weit von einander entfernt sind, dass eine directe magnetische Wechselwirkung ihrer astatischen Systeme aufeinander nicht eintreten kann. Es werden nämlich hier wiederum im Multiplicator des ersten Galvanometers dnrch die Schwingnngen der Magnetnadeln Ströme inducirt, welche auch den Multiplicator des anderen Galvanometers durchfliessen. [4])

[1]) Vgl. anch Wartmann. Ann. de Chim. et de Phys. [3.] T. XIX, p. 280. 1847.* — [2]) Faraday, Phil. Mag. Vol. V, p. 349. 1834;* Exp. Res Vol. II, p. 204; Pogg. Ann. Bd. XXXIV, S. 292.* — [3]) dal Negro, Phil. Mag. Vol. I, p. 45. 1832;* Faraday, Exp. Res. Vol. II, p. 202.* — [4]) Fechner, Pogg. Ann. Bd. XLV, S. 237. 1838.*

554 Die bei der relativen Bewegung eines geschlossenen Leiters und eines Magnetes in ersterem inducirten Ströme lassen sich ganz in derselben Weise näher bestimmen, wie die inducirten Ströme, welche bei der relativen Bewegung zweier geschlossener Leiter entstehen, von denen der eine vom Strom durchflossen ist, der andere nicht. Auch hier hat der inducirte Strom stets die Richtung, dass die elektromagnetische Wirkung zwischen ihm und dem inducirenden Magnet gerade dem letzteren und dem Stromesleiter die entgegengesetzte Bewegung ertheilen würde, wie die ist, durch welche die Induction hervorgebracht wird [1]).

Wird z. B. zwischen die gegenüberstehenden Halbanker eines hufeisenförmigen Magnetes eine flache Spirale gebracht, so dass die Ebene ihrer Windungen der axialen Verbindungslinie der Pole des Magnetes parallel ist, und dreht man die Spirale um eine gegen diese Linie senkrechte Axe herum, so dass jetzt ihre Windungen sich in äquatorialen Ebenen befinden, so wird dabei in der Spirale ein Strom inducirt, der den Molekularströmen an den beiden Polen des Magnetes gleichgerichtet ist, der also durch seine elektromagnetische Wirkung auf die Magnetpole die Spirale entgegen der ihr ertheilten Bewegung wieder in ihre erste Lage zurückführen würde. Hat man also den Nordpol des Magnetes zur Linken, so würden die inducirten Ströme in den oberen Theilen der Windungen der Spirale zum Beschauer hinfliessen. — Wird die Spirale aus der äquatorialen Lage in die axiale Lage zurückgedreht, so ist die Richtung der Inductionsströme die umgekehrte.

II. Experimentelle Bestimmung der quantitativen Gesetze der Induction in linearen Leitern.

555 Neben den §. 548 und 554 aufgeführten Gesetzen, welche jedesmal die Richtung der inducirten Ströme bestimmen, sind auch die quantitativen Gesetze der so eben behandelten einfacheren Fälle der Voltainduction und Magnetoinduction in linearen Leitern durch experimentelle Untersuchungen festgestellt worden.

Zuerst haben Lenz und Faraday die Gesetze der Magnetoinduction aufgesucht.

Lenz [2]) schob eine Spirale auf einen Cylinder von weichem Eisen, welcher als Anker von den Polen eines starken Stahlmagnetes abgerissen wurde. Der letztere war aus fünf Lamellen zusammengesetzt und trug etwa 22 Pfund. Die Intensität J der in der Spirale inducirten Ströme wurde an einem Galvanometer mit astatischer Nadel durch den ersten Ausschlag α derselben nach der Formel $J = const.\ sin\frac{\alpha}{2}$ bestimmt. Durch Messung des Ausschlages an beiden Enden der Nadel wurden die durch

---

1) Lenz, Pogg. Ann. Bd. XXXI, S. 483. 1834.* — 2) Lenz, Pogg. Ann. Bd. XXXIV, S. 385. 1835.*

ibre excentrische Aufhängung bedingten Febler eliminirt. Auch wurde die Spirale abwechselnd in dem einen nnd anderen Sinne auf den als Anker dienenden Eisenstab gescboben und aus den beim Abreissen desselben beobachteten entgegengesetzten Ablenkungen der Galvanometernadel das Mittel genommen.

Man erhielt gleiche Resnltate, mocbten die Windungen auf dem als Anker des Magnetes dienenden Eisenstab bis dicbt an den Nordpol oder Südpol des Magnetes gescboben werden, oder in der Mitte beider verbleiben (vgl. §. 357).

Es wurde zuerst ein langer Dratb mit den Enden des Drathes des Galvanometers verbunden; die mittleren Theile desselben wnrden in 2 bis 20 Windnngen um den Anker des Magnetes gewnnden. Der Widerstand des Schliessungskreises blieb also ungeändert, die am Galvanometer abgelesenen Intensitäten entsprachen direct den in den Windnngen auf dem Anker inducirten elektromotoriscben Kräften.

So ergab sich unter Anderm:

Zahl der Windungen: n	2	4	8	10	12	14	16	18	20
$sin \frac{\alpha}{2}$	0,0491	0,1045	0,2156	0,2740	0,3319	0,3883	0,4470	0,4985	0,5594
$\frac{1}{n} \cdot sin \frac{\alpha}{2}$	0,0245	0,0261	0,0270	0,0274	0,0276	0,0277	0,0279	0,0277	0,0280

Es ist also die dnrcb die Magnetoinduction in der den Anker umgebenden Spirale unter sonst gleichen Umständen erzeugte elektromotoriscbe Kraft der Anzahl ihrer Windungen direct proportional.

Dasselbe Resultat ergab sich, als bei gleicbbleibender Leitung zum Galvanometer die Anzahl der Dratbwindungen der Spirale auf dem Anker vermehrt wurde. Nur war hier die Intensität der erhaltenen Ströme jedesmal noch mit dem Gesammtwiderstand der Schliessung zu multipliciren, um die der Windungszahl proportionale elektromotoriscbe Kraft zu erhalten.

Es wurden ferner um den als Anker dienenden Eisenstab, dessen Durchmesser 0,73″ betrug, entweder direct 6 bis 10 Dratbwindungen gelegt, oder dieselben in gleicber Anzahl auf runde Holzscbeiben von 6,57″ und 28″ Durcbmesser gewunden, welche auf dem Eisenstab befestigt waren. Da bei dem Abreissen des Ankers von den Polen des Hufeisenmagnetes durcb die ungleicbzeitige Entfernung der Windungen von denselben Störungen auftraten, wurden die ungleichnamigen Pole zweier gerader Systeme von Magnetstäben an die beiden Enden des Ankers gelegt und beide plötzlicb abgerissen.

Die elektromotoriscben Kräfte, welche aus den Ablenkungen der Na-

del des mit den Windungen verbundenen Galvanometers berechnet wurden, schwankten nur im Verhältniss von 1 : 1,0838 oder 1 : 1,0107.

Die elektromotorische Kraft der Induction ist also von der Weite der Windungen unabhängig.

556 Bei Anwendung von Spiralen, welche aus verschieden dicken Dräthen gewunden waren, deren Querschnitte sich wie 233 : 839 : 1661 verhielten, ergab sich beim Abreissen des mit ihnen umwundenen Ankers von den Polen des Hufeisenmagnetes das Verhältniss der elektromotorischen Kräfte 1 : 1,00305 : 1,0085. Die elektromotorische Kraft ist von der Dicke der Dräthe unabhängig.

Es wurden ferner Spiralen aus Dräthen von verschiedenem Metall, Kupfer, Eisen, Platin, Messing, gewunden und je zwei derselben hintereinander in einen das Galvanometer enthaltenden Schliessungskreis eingeschaltet. Die eine oder andere der Spiralen wurde auf den Anker des Magnetes geschoben und letzterer von den Polen desselben abgerissen. — In beiden Fällen blieb der Widerstand des Schliessungskreises ungeändert und ebenso der Ausschlag der Nadel des Galvanometers. Es ist also die elektromotorische Kraft auch von dem Stoffe des Drathes unabhängig.

Dieses Resultat ist schon früher von Faraday [1]) auf einem anderen Wege gefunden worden: Er umwand den Anker eines Hufeisenelektromagnetes mit zwei parallelen, gleich langen Dräthen von verschiedenem Material und verband ihre einen Enden so, dass die beim Abreissen und Anlegen des Ankers an den Magnet in ihnen inducirten Ströme einander entgegengerichtet waren. Die anderen Enden der Dräthe wurden mit dem Galvanometer verbunden. Dieses letztere zeigt dann bei der Bewegung des Ankers keinen Strom an. Es ist also das soeben ausgesprochene Gesetz bestätigt. — Die Intensität der Ströme indess, welche erhalten werden, wenn man den Anker mit gleichviel Windungen von verschiedenem Stoff und verschiedener Dicke umwickelt, ist stets umgekehrt proportional dem Widerstand des gesammten Schliessungskreises. Sie vermindert sich daher, wenn man statt eines Drathes von Kupfer einen solchen von Eisen, oder zusammengelöthete Stäbchen von Wismuth oder Antimon zur Inductionsspirale verwendet [2]).

557 Legt man mehrere Windungsreihen übereinander auf den Anker des Magnetes, so nimmt entsprechend die inducirte elektromotorische Kraft zu; zugleich wächst aber auch der Widerstand, und zwar schneller als die Zahl der Windungsreihen, da jede folgende Reihe einen grösseren Umfang besitzt. Bei einem gegebenen Widerstand der äusseren Schliessung der auf den Anker gewundenen Spirale wird also bei einer bestimmten Anzahl der Windungsreihen die Stromintensität J ein Maximum sein.

---

1) Faraday, Exp. Res. Ser. II, §. 198 bis 216.* — 2) Nobili und Antinori. Pogg. Ann. Bd. XXIV, S. 478. 1832.*

Es sei der Radius des cylindrischen Ankers k, die Länge des auf ihm mit Drath umwundenen Raumes a, die gesammte Länge des Drathes der Windungen l, die Dicke des Drathes mit seiner Umspinnung $d+\delta$, die Zahl der neben und übereinander liegenden Windungsreihen m und n, der specifische Widerstand des Drathes r, der Widerstand des Drathes ausserhalb der Windungen w, die in jeder Windung inducirte elektromotorische Kraft E, so ist

$$J = \frac{m.n.E}{lr + w}.$$

Nun ist
$$m = \frac{a}{d+\delta},$$
$$l = \left(2nk + n^2(d+\delta)\right)\frac{\pi a}{d+\delta},$$

also:
$$J = \frac{naE}{\frac{a\pi.r}{d^2}\left(2nk + n^2(d+\delta)\right) + w(d+\delta)}$$

Setzt man das Differential dieses Werthes nach n gleich Null, so erhält man das Maximum der Stromintensität, wenn:

$$n = d\sqrt{\frac{w}{a\pi r}},$$

und das Maximum der Stromintensität selbst ist:

$$J_m = \frac{d^2 E}{2\left(k\pi r + (d+\delta)\sqrt{\frac{\pi r w}{a}}\right)}$$

Dieses Maximum ist also der elektromotorischen Kraft E, d. h. dem im Anker erzeugten Magnetismus proportional, und wächst mit der Dicke d des Drathes, der Länge a des umwundenen Theiles des Ankers; es nimmt ab mit dem Radius k des Ankers und dem Widerstand w der Leitung ausserhalb der um den Anker gelegten Windungen [1]).

Für die beim Oeffnen und Schliessen eines inducirenden Stromes er- 558
zeugte Voltainduction gelten im Allgemeinen dieselben Gesetze, wie für die Magnetoinduction, insofern dieselbe nur von der Zahl der Windungen der Inductionsspirale und dem Stoff und der Dicke des zu ihr verwendeten Drathes abhängt. Dies haben u. A. auch Felici und Gaugain gezeigt.

Felici [2]) wand um einen Cylinder von Holz von 248mm Durchmesser einen Kupferdrath in einer Windung und verband seine Enden durch zwei übersponnene und umeinander gedrillte Leitungsdräthe mit dem Galvanometer. Auf beiden Seiten dieses Drathringes waren auf dem Cylinder zwei gleiche Ringe von Kupferdrath angebracht, durch welche der

[1]) Lenz, l. c. — [2]) Felici, Ann. de Chim. et de Phys. T. XXXIV, p. 64. 1852.*

Strom einer Säule geleitet wurde. Ein Commutator diente dazu, in den beiden seitlichen inducirenden Drathringen den Strom abwechselnd zu schliessen und zu öffnen, und zugleich die Richtung der in dem mittleren Drathring inducirten Ströme im Galvanometer gleich zu machen.

Beide inducirende Dräthe wurden so gestellt, dass beim Durchleiten des Stromes durch dieselben in entgegengesetzter Richtung ihre Inductionswirkung auf den mittleren Drath sich gerade aufhob. Wurde der eine dieser Dräthe durch ein Bündel von n dünneren, übersponnenen und parallel liegenden Dräthen ersetzt, welche nur an ihren Enden leitend verbunden waren, so dass der Strom alle nebeneinander, und zwar jeden mit dem $n$ten Theil der Intensität durchfliessen musste, welche er in dem zweiten inducirenden Drathring besass, so blieb die Gleichheit der inducirenden Wirkung bestehen. — Wurde der eine der seitlichen Dräthe statt von Kupfer, von Zink, Eisen u. s. w. gebildet, und wurden beide seitliche Dräthe hintereinander in entgegengesetzter Richtung mit dem Galvanometer verbunden, durch den mittleren Drath aber der alternirende Strom der Säule geleitet, so hoben sich die inducirenden Wirkungen gerade auf. Dasselbe trat bei Ersetzung des einen Drathes durch einen anderen von $n$fachem Querschnitt ein.

Es ist also auch die bei der Voltainduction inducirte elektromotorische Kraft von dem Querschnitt und dem Stoff des Inductionsdrathes unabhängig und die Induction durch n Ströme von der Intensität $\frac{J}{n}$ ist gleich der Induction durch einen Strom von der Intensität J.

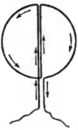
559 Wurde ferner der eine der beiden inducirenden Dräthe durch einen, in engen Schlangenwindungen um ihn herumgelegten Drath ersetzt, so hoben sich gleichfalls die Inductionswirkungen auf. Wie bei den elektrodynamischen Erscheinungen kann man also auch bei den Inductionswirkungen ein Element eines Leiters durch eine Reihe kleiner Elemente ersetzen, die aneinander liegend denselben Anfangs- und Endpunkt wie jenes Element haben, von ihm aber nur sehr wenig entfernt sind.

Wurden endlich auf zwei gleiche Holzcylinder in gleichem Abstand je zwei Spiralen von den Windungszahlen m und n so wie m_1 und n_1 gewunden, und die Spiralen m und m_1 als inducirende, die Spiralen n und n_1 als Inductionsspiralen verwendet, so hoben sich bei entgegengesetzter Verbindung der letzteren mit dem Galvanometer die in ihnen erregten Inductionsströme gerade auf, wenn die Producte $mn = m_1 n_1$ waren.

Die elektromotorische Kraft der Voltainduction ist also dem Product der Windungszahlen der inducirenden und Inductionsspirale proportional.

Es wurden ferner auf drei Holzscheiben Drathringe von 248^{mm} Durchmesser befestigt, deren Enden in der, dem verticalen Diameter entsprechenden Richtung nach unten geleitet wurden, so dass die Ringe die Gestalt Fig. 249 annahmen. Diese drei Ringe wurden so aufgestellt, dass ihre Mittelpunkte in einer geraden Linie lagen und ihre Ebenen auf derselben senkrecht standen. Durch die beiden äusseren Ringe wurde ein Strom in entgegengesetzter Richtung geleitet und der mittlere, mit dem Galvanometer verbundene Ring so lange verschoben, bis beim Oeffnen und Schliessen des inducirenden Stromes in den äusseren Ringen in ihm kein Inductionsstrom entstand. In Folge der Gestalt des inducirten Ringes bildete sich auch ein solcher nicht, als die Ebene des mittleren Ringes auf denen der anderen Ringe vertical stand und der inducirende Stromkreis geöffnet und geschlossen wurde. — Blieb nun endlich der durch die äusseren Ringe geleitete Strom beständig geschlossen, und wurde der mittlere Ring von seiner letzterwähnten Lage aus um 90° herum in die parallele Lage gedreht, so entstand auch hier kein Inductionsstrom, obgleich dies in allen anderen Abständen desselben von den äusseren Ringen stattfand. Wird also der Leiter aus einer Lage, in welcher beim Oeffnen und Schliessen eines inducirenden Stromes in ihm kein Strom inducirt wird, in eine andere ähnliche Lage übergeführt, so entsteht hierbei ebenso wenig ein Inductionsstrom, wie wenn er in der letzteren Lage verharrte und der inducirende Strom geöffnet und geschlossen wurde. 560

Fig. 249.



Indirect kann man hieraus schliessen, dass, wenn ein Leiter aus einer Lage, in der in demselben durch inducirende Ströme kein Strom inducirt wird, in eine andere übergeführt wird, in ihm ein Inductionsstrom von gleicher Intensität entsteht, wie wenn er in letzterer Lage verharrte, und nun der inducirende Strom geöffnet und geschlossen würde.

Dieses Resultat lässt sich nach Felici[1]) directer in folgender Art nachweisen: Man stellt neben einem mit dem Galvanometer verbundenen Drath A zwei beliebig gebogene andere Dräthe B und C auf, welche man mit den Polen einer Säule verbinden kann, und verschiebt dieselben so lange, bis beim Schliessen oder Oeffnen des durch sie hindurchgeleiteten Stromes in A kein Inductionsstrom entsteht, also die Galvanometernadel nicht abgelenkt wird. Entfernt man nun nach dem Schliessen des Stromes beide Dräthe plötzlich aus der Nähe von A, so entsteht in letzterem wiederum kein Inductionsstrom. Ein solcher Strom entsteht aber stets beim Entfernen der Dräthe B und C, wenn sich dieselben in Lagen befinden, in denen beim Schliessen und Oeffnen des durch sie hindurchgeleiteten Stromes in dem Drathe A ein Strom inducirt wird.

1) Felici, Nuovo Cimento T. IX, S. 345. 1859.*

561 Es wurden endlich zwei Holzcylinder von den Durchmessern 1 und 2 mit je zwei Drathkreisen umwickelt. Die Windungszahlen der einen derselben, der inducirten Kreise, waren einander gleich. Sie waren in entgegengesetzter Richtung mit einem Galvanometer verbunden. Die Windungszahlen der anderen beiden, inducirenden Kreise, durch welche der Strom einer Säule geleitet wurde, verhielten sich wie 2 (auf dem kleineren) zu 1 (auf dem grösseren Cylinder). Ihre Abstände von den inducirten Kreisen verhielten sich wie 1 : 2. Beim Oeffnen und Schliessen des inducirenden Stromes zeigte das Galvanometer keine Ablenkung.

Die von gleich grossen, parallelen und conaxialen Drathkreisen aufeinander ausgeübte Inductionswirkung ist also proportional ihrem Durchmesser, wenn zugleich ihr Abstand in demselben Verhältniss wie ihr Durchmesser zunimmt.

562 Bei den Versuchen von Gaugain[1]) wurden zwei Kupferdräthe, welche mit Seide übersponnen waren, parallel nebeneinander befestigt, die Enden des einen mit der Säule, die des anderen mit dem Galvanometer verbunden, und der Inductionsstrom im letzteren beim Oeffnen und Schliessen des Stromkreises der Säule bestimmt, während die Dräthe in einer verschiedenen Anzahl Windungen zu Spiralen gewickelt waren. Die Ablenkungen am Galvanometer ergaben unter Anderem folgende Intensitäten der inducirten Ströme:

Windungszahl:	1	2	4	15	30	80
Intensität:	3,5	6,17	10,66	28,55	29,87	28,86

Es wäre hienach bei weiteren Windungen die elektromotorische Kraft des inducirten Stromes annähernd der Zahl der Windungen proportional. Ein allgemeineres Gesetz folgt indess aus diesen Versuchen nicht, da mit wachsender Windungszahl die diametral gegenüber liegenden Stellen der Windungen beider Dräthe einander näher kommen und so stärker aufeinander inducirend wirken, ohne dass die parallel nebeneinander liegenden Stellen derselben in demselben Verhältniss stärkere Inductionswirkungen aufeinander ausüben.

Bei anderen Versuchen hat Gaugain zwei verschieden dicke Dräthe nebeneinander zu einer Spirale gewunden und abwechselnd durch den einen oder anderen einen inducirenden Strom geleitet. Wurde dieser Spirale eine andere gegenübergestellt, deren Enden mit einem Galvanometer verbunden waren, und die Intensität des inducirenden Stromes durch Dratheinschaltungen stets auf derselben Intensität erhalten, so blieb auch die Intensität des inducirten Stromes constant. Dasselbe geschah, als die zweite Spirale als inducirende benutzt und der eine oder andere Drath der ersten mit dem Galvanometer verbunden wurde, während durch eingeschaltete Dräthe der Widerstand der Schliessung constant erhalten wurde.

[1]) Gaugain, Compt. Rend. T. XXXIX, p. 909. 1023. 1854.*

Es ist also die elektromotorische Kraft des inducirten Stromes von dem Querschnitt des inducirenden und inducirten Drathes unabhängig.

Es wurden ferner die Enden des einen Drathes B einer mit zwei Dräthen umwickelten Spirale mit dem Galvanometer, die Enden des anderen Drathes A derselben mit einer constanten Säule unter Einschaltung einer Tangentenboussole verbunden. Statt den Strom der Säule abwechselnd zu öffnen und zu schliessen, wurde bei Aufhebung der Verbindung derselben mit dem Drath A an die Stelle desselben ein entfernt liegender Drath von gleichem Widerstand in den Schliessungskreis der Säule eingeführt, um dadurch die während der Oeffnung der Säule etwa entstehenden Veränderungen ihrer elektromotorischen Kraft zu vermeiden. — Nach diesen Versuchen ist die elektromotorische Kraft des beim Oeffnen und Schliessen inducirten Stromes der Intensität des inducirenden Stromes direct proportional[1]).

Die Gesetze der Induction eines Stromes in einem geschlosse- 563
nen Leiter bei der Bewegung desselben neben einem von einem constanten Strom durchflossenen Leiter oder einem Magnet sind von W. Weber[2]) experimentell vermittelst seines Dynamometers bestimmt worden. Die bifilar aufgehängte Rolle desselben (vgl. §. 37. Fig. 35) wurde zuerst für sich in Schwingungen versetzt, ohne dass durch die äussere feste Rolle desselben ein Strom geleitet war, und die Weite der aufeinander folgenden Schwingungen derselben an einer Scala bestimmt, welche in einem Abstand von 6018,6^{mm} von dem an der Bifilarrolle befestigten Spiegel aufgestellt war. Der mittlere Ruhestand der Bifilarrolle blieb bei der Abnahme der Schwingungsbögen ungeändert, ebenso die mittlere Schwingungsdauer, welche 15,84865″ betrug. Die Differenz der Logarithmen des ersten und fünften, zweiten und sechsten u. ff. Schwingungsbogens, dividirt durch die Zahl der dazwischen liegenden Schwingungen, „das logarithmische Decrement“ der Schwingungen (s. §. 168), blieb gleichfalls constant. Es betrug im Mittel bei 335 Schwingungen $d_o = 0{,}002414$, während die grösste Abweichung von dem Mittel 0,000038 betrug. Im Mittel war also in 32 Min. 56,33″ die Schwingungsweite auf die Hälfte herabgesunken. — Wurde nun durch die feste Rolle ein Strom von drei Grove'schen Elementen geleitet, während die Enden der Aufhängungsdräthe der Bifilarrolle mit einander verknüpft waren, so wurde bei jeder Schwingung der Bifilarrolle in ihren Windungen ein Strom inducirt, welcher dem Strom in der festen Rolle entgegengerichtet war, wenn die Windungen der Bifilarrolle sich dem Parallelismus mit denen der festen Rolle näher-

1) Ein früher von Wartmann (Ann. de Chim. et de Phys. [3.] T. XIX, p. 257. 1847*) gefundenes Gesetz, nach welchem die Intensität der inducirten Ströme in arithmetischer Progression abnehmen sollte, während in den inducirenden Schliessungskreis Dräthe eingeschaltet werden, deren Länge in geometrischer Progression zunimmt, ist nicht allgemein gültig. — 2) W. Weber, Elektrodynamische Maassbest. Th. I, S. 61. 1846.*

ten; dagegen aber gleichgerichtet war, wenn sie sich von der parallelen Lage entfernten. So änderte sich die Richtung des inducirten Stromes von Schwingung zu Schwingung, und die Schwingungsweite der Bifilarrolle veränderte sich nach und nach. Der mittlere Stand derselben wird hierdurch offenbar nicht geändert. — Die Intensität des Stromes wurde an einem der festen Rolle direct gegenübergestellten Spiegelmagnetometer abgelesen, dessen Magnet durch den Strom in der Rolle abgelenkt wurde. Wurde wieder das logarithmische Decrement bestimmt, so ergab sich dasselbe im Mittel zu $d_1 = 0{,}005620$. Während die Schwingungsbogen bei 210 Schwingungen von 764,10 bis 50,08 abnahmen, die am Magnetometer beobachtete Stromintensität von 108,5—109,4 sich änderte, differirte das logarithmische Decrement im Maximo von jenem Mittel doch nur um 0,000087. Nach diesen Beobachtungen wäre die Schwingungsweite jetzt in 14 Min. 8,187″ auf die Hälfte herabgesunken.

Die Differenz der logarithmischen Decremente $d_1 - d_0$, welche mit und ohne Einwirkung des inducirenden Stromes erhalten werden, giebt die Grösse der inducirenden Wirkung des Stromes in der festen Rolle auf die Bifilarrolle.

Da die Differenz $d_1 - d_0$ bei verschiedener Weite der Schwingungsbogen constant ist, so folgt daraus, dass in Folge der Induction allein die Schwingungsbogen nach dem Gesetze einer geometrischen Reihe abnehmen. Die die Abnahme hervorbringende hemmende Kraft, d. h. die Intensität der inducirten Ströme, ist also der Grösse der Schwingungsbogen, oder, da die Schwingungen isochron sind, der in jedem Moment statthabenden Geschwindigkeit der Bewegung des inducirten Drathes der Bifilarrolle proportional.

Dieses selbe Gesetz gilt, wie für die Induction eines geschlossenen Leiters auf einen geschlossenen Leiter, auch für die bei der Bewegung eines in sich geschlossenen Drathes durch einen Magnet in demselben erzeugte Magnetoinduction.

Dies hat Weber auf folgende Weise gezeigt: Vor die Oeffnungen der mit ihrer Axe von Nord nach Süd aufgehängten, in der festen Rolle des Dynamometers schwebenden Bifilarrolle wurden mehrere Magnetstäbe NS in der Lage von West nach Ost nördlich und südlich von derselben hingelegt, dass sie in jener Rolle bei ihren Schwingungen möglichst starke Ströme inducirten. Es wurde

1) das logarithmische Decrement d_o und d_m bestimmt, während die Bifilarrolle einmal geöffnet und sodann durch Verbindung der Aufhängungsdräthe geschlossen war. Es ergab die Differenz:

$$\Delta_m = d_m - d_o = 0{,}002638 - 0{,}002541 = 0{,}000097$$

die dämpfende Wirkung der in der Bifilarrolle inducirten magnetoelektrischen Ströme.

2) Es wurde durch die Bifilarrolle ein schwacher Strom geleitet. Der feste Stand der Rolle änderte sich um

$$k_m = 19{,}1 \text{ Scalentheile},$$

welcher Werth das elektromagnetische Drehungsmoment misst, welches von den Magneten auf die vom Strom durchflossene Bifilarrolle ausgeübt wird.

3) Nach Entfernung der Magnete wurde wiederum die Differenz $d_s - d_e$ der logarithmischen Decremente der Schwingungen der Bifilarrolle bestimmt, während durch die feste Rolle ein Strom geleitet wurde und die Bifilarrolle geschlossen oder geöffnet war. Die Grösse

$$\varDelta_s = d_s - d_e = 0{,}005423 - 0{,}002796 = 0{,}002627$$

entsprach der Wirkung der Voltainduction der festen Rolle auf die Bifilarrolle.

4) Endlich wurde auch durch die Bifilarrolle ein Strom von derselben Intensität wie ad 2 geleitet. Die Ablenkung

$$k_s = 101{,}9 \text{ Scalentheile}$$

gab das durch den Strom in der festen Rolle auf die vom Strom durchflossene Bifilarrolle ausgeübte elektrodynamische Drehungsmoment.

Nehmen wir an, dass die Intensität I_m und I_s der in der Bifilarrolle bei den Versuchen ad 1 und 3 inducirten Ströme der ad 2 und 4 beobachteten elektromagnetischen und elektrodynamischen Wirkung k_m und k_s proportional ist, so werden die ad 1 und 3 gemessenen logarithmischen Decremente $\varDelta_m$ und $\varDelta_s$ dem Product aus $I_m \,.\, k_m$ und $I_s \,.\, k_s$, d. i. dem Quadrat der Werthe k_m und k_s entsprechen.

Es verhält sich aber:

$$(k_m)^2 : (k_s)^2 = 1 : 28{,}5 \text{ und } \varDelta_m : \varDelta_s = 1 : 27{,}1.$$

Es ist also die durch einen Magnet in einem bewegten Leiter erzeugte Magnetoinduction eben so gross, wie die von einem durch eine feste Rolle geleiteten Strom in ihm erzeugte Voltainduction, wenn die elektromagnetischen und elektrodynamischen Drehungsmomente gleich sind, welche durch den Magnet und durch die vom Strom durchflossene feste Rolle auf den von einem Strom von constanter Intensität durchflossenen beweglichen Leiter ausgeübt werden.

Wird in einer Inductionsspirale auf irgend eine Weise, sei es durch gewöhnliche oder elektromagnetische Induction, sei es durch Erzeugung des Extrastromes in ihr, ein Inductionsstrom erregt, dessen Wirkungen auf einen ausserhalb befindlichen Körper untersucht werden sollen, so wird man die Spirale so einrichten, dass der Inductionsstrom das Maximum der Intensität besitzt. Ist die Länge, der Durchmesser und die Dicke der Umwindung gegeben, so kennt man die Kupfermasse, welche zu dem Drath der Inductionsspirale verwendet werden kann. Wird dieser Drath $n$mal so lang genommen, also die Zahl der Windungen der Spirale auf das $n$fache vermehrt, so wird die elektromotorische Kraft der Induction, welche der Zahl der Windungen entspricht, bei gleichbleibender inducirender Kraft auch das $n$fache sein. Zugleich nimmt bei gleich- 564

bleibender Kupfermasse der Widerstand des Drathes wegen seiner Verlängerung auf das $n$fache, und ebenso wegen der Verringerung seines Querschnittes auf das $n$fache, im Ganzen also auf das n^2fache zu. Ist nun

die elektromotorische Kraft der Induction bei einfacher Windungszahl der Inductionsspirale $= E$
der Widerstand ihres Drathes hierbei $= W$
der Widerstand der Schliessung ausserhalb der Spirale $= w$,

so ist die Intensität I des Stromes bei der $n$fachen Windungszahl derselben:

$$I = \frac{n E}{n^2 W + w}.$$

Damit die Intensität dieses Stromes ein Maximum sei, muss

$$n^2 W = w$$

sein; d. h. die Spirale muss bei gleichbleibender Kupfermasse so angeordnet werden, dass ihr Widerstand gleich dem übrigen Widerstand der Schliessung ausser ihr gleich ist. — Bei der Erzeugung von Funken und vor Allem bei physiologischen Versuchen, zu welchen die Inductionsströme besonders verwendet werden, ist dieser Widerstand meist sehr bedeutend, so dass man hierbei die Inductionsspiralen aus einem langen dünnen Kupferdrath winden muss. Bei galvanometrischen Versuchen, bei welchen man sich eines Galvanometers mit wenigeren Windungen bedient, wird man sie aus wenigeren Windungen von dickerem Drathe formen. Bei Anwendung verschiedener Inductionsspiralen kann daher bei der einen die physiologische Wirkung bedeutend, die galvanometrische gering sein, bei einer anderen dies Verhältniss sich gerade umkehren, wie dies z. B. von Henry [1]) unter Anwendung verschiedener, aus übersponnenem Kupferdrath gewundener, cylindrischer oder aus schmalen Kupferstreifen gewundener Bandspiralen beobachtet wurde.

III. Induction bei Umkehrung der elektrodynamischen und elektromagnetischen Rotationen. Unipolare Induction.

565 Neben den bisher betrachteten einfacheren Erscheinungen der Induction in linearen Leitern lassen sich noch manche andere aufführen. Nach dem Lenz'schen Gesetz würden wir in allen Fällen inducirte Ströme in einem Schliessungskreise erhalten, in denen durch einen galvanischen Strom in demselben eine Bewegung eines zweiten Leiters oder eines Magnetes hervorgebracht wird, wenn wir umgekehrt den zweiten Leiter oder Magnet

[1]) Henry, Pogg. Ann. Ergänz.-Bd. I, §. 287. 1842.*

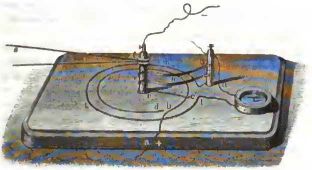
bewegen und den Schliessungskreis, welcher vorher die den bewegenden Strom erregende Säule enthielt, in sich schliessen.

Wir werden daher namentlich die in §. 10 und §. 108 und folgende erwähnten elektrodynamischen und elektromagnetischen Rotationsapparate auch zur Erzeugung von Inductionsströmen verwenden können.

Eine der Umkehrung der elektrodynamischen Rotation entsprechender Inductionsversuch, bei welchem noch besondere Eigenthümlichkeiten zu beachten sind, ist der folgende: 566

Neumann[1]) hat mit dem einen Pol *a* der Säule einen ringförmigen Drath *bcd*, Fig. 250, verbunden, dessen Enden *b* und *d* sehr nahe einan-

Fig. 250.



der gegenüber standen. In der Mitte des Drathringes war eine Metallaxe *ef* aufgestellt, von der ein Drath *ec* ausging, der auf dem Kreise *bcd* schleifte. Das andere Ende *f* der Axe war mit dem anderen Pole der Säule verbunden. Concentrisch zu dem Ring *bcd* war ein zweiter Drathkreis *klm*, „der Inductionskreis", befestigt. Das eine Ende desselben *l* war mit dem einen Ende des Drathes des Galvanometers *g*, das andere mit einer Feder *n* verbunden, die auf einem isolirt auf die Axe *ef* aufgesetzten Blechring *r* schleifte. Eine zweite gegen denselben schleifende Feder *o* führte zum zweiten Ende *h* des Multiplicators. Ein mit Holz ausgelegter Ausschnitt des Blechringes *r* vermittelte, dass jedesmal, wenn der Leiter *ec* bei der Drehung der Axe *ef* von dem Ende *d* des Ringes *bcd* auf das Ende *b* desselben übertrat, der Inductionskreis *lkmnrohg* geöffnet war, so dass die beim Oeffnen und Schliessen des inducirenden Kreises inducirten Ströme nicht in den Multiplicator gelangten. — Bei der Drehung der Axe *ef* vermittelst eines Schwungrades und eines Schnurlaufes *s* erhält man dann einen inducirten Strom.

[1]) Neumann, Abhandl. der Berl. Acad. 1847. S. 59.*

Wird aber die Schliessung des Inductionskreises nicht unterbrochen, während das bewegliche Leiterstück *ec* von *d* auf *b* übertritt, so erhält man bei schneller Drehung keinen Strom, indem die beim Oeffnen und Schliessen des inducirenden Kreises bei jenem Uebergang des Leiterstückes von *d* nach *b* inducirten Ströme sich mit dem durch die Bewegung des Leiterstückes *ec* inducirten gerade aufheben.

567 Einen ganz ähnlichen Versuch hat W. Weber [1]) angestellt, indem er einen Messingreif von 120^{mm} Durchmesser mit 1 Kilogramm übersponnenem Kupferdrath von 0,66^{mm} Dicke umwickelte, dessen Enden mit dem Multiplicator verbunden waren. Eine Axe, die in der Mitte des Messingreifs aufgestellt war, trug einen Kupferring, von dem drei Messingfedern ausgingen, welche auf der inneren Fläche des Messingreifes schleiften. Wurde nun die Axe und der Messingreif mit den Polen einer Säule verbunden und die Axe mit den Messingfedern gedreht, so erhielt man in dem Drathgewinde keinen Inductionsstrom.

Dieser Versuch entspricht also nicht einer einfachen Umkehrung der Rotationserscheinungen, denn die Axe mit den Federn würde rotiren, wenn man durch sie und den Messingreif und ausserdem durch das den letzteren umgebende Drathgewinde einen Strom leitete.

568 Den Grund dieser Erscheinung können wir erst genauer bei der mathematischen Betrachtung der Inductionserscheinungen angeben. Er beruht darauf, dass der inducirende Kreis zusammengesetzt ist aus zwei Theilen: einmal aus dem rotirenden Leiterstück (*ec* in Fig. 250), welches bei seiner Drehung Inductionswirkungen äussert; zweitens aus dem ruhenden kreisförmigen Stück (*bcd* in Fig. 250). Der Theil dieses Stückes, durch welches der Strom fliesst, ändert bei dem Versuch von Neumann während jeder Umdrehung des gedrehten Leiterstückes (*ec* Fig. 250) seine Länge. Es treten hierdurch stets neue Elemente des Ringes in die Stromleitung ein, in denen der Strom von Null bis zu seiner grössten Stärke ansteigt und dadurch wird eine Inductionswirkung hervorgebracht. — Bei dem Versuch von Weber theilt sich dagegen der durch die Feder an der Axe in den Ring eintretende Strom an jeder Eintrittstelle, indem er von derselben nach beiden Seiten zur Verbindungsstelle des kreisförmigen Stückes mit dem zweiten Pole der Säule hinfliesst. In diesem Falle ändert sich bei der Drehung der Feder in den Elementen des Ringes, über welche dieselben gerade hinweggleitet, die Richtung des Stromes, und zugleich ändert sich die Intensität desselben in den ganzen beiden Hälften der Leitung von der Feder bis zur Ableitungsstelle des Ringes zur Säule. Die durch beide Aenderungen bewirkten Inductionswirkungen auf die den Ring umgebende Spirale heben sich aber gerade auf.

---

[1]) W. Weber, Elektrodyn. Maassbest. Thl. II, S. 315.

Zu diesen zwei Inductionswirkungen tritt noch eine dritte, indem nämlich die Elektricitäten, welche von dem beweglichen Leiterstück (*ec* in Fig. 250) oder den Federn in dem Apparat von Weber auf den Ring übergehen, bei diesem Uebergange ihre Geschwindigkeit plötzlich ändern. Diese Inductionswirkung findet also an den Gleitstellen der Federn auf dem Ringe statt. Dieselbe compensirt sich gerade mit der Inductionswirkung bei der Drehung des beweglichen Leiterstückes.

Bei dem Versuch von Weber, bei welchem die Inductionswirkung durch den Strom im Messingring aufgehoben war, erhielt man daher gar keinen Strom. Bei dem Versuch von Neumann, bei welchem bei jeder Drehung des beweglichen Leiters *cc* auch der ruhende Drathring *bcd* eine Indnctionswirkung ausübt, erhält man einen solchen, wenn man den Inductionskreis beim Uebergang des schleifenden Stückes *ec* über die Unterbrechnngsstelle *db* des inducirenden Kreises öffnet. Thut man dies nicht, so werden die durch das allmälige Anwachsen der Stromintensität in allen Theilen des Kreises *bcd* beim Drehen des Armes *ec* erzeugten Indnctionswirkungen compensirt durch den beim Abgleiten des Stückes *ec* vom Ende *d* des Ringes *bcd* inducirten Strom, indem in diesem Moment der im Kreise *bcd* entstandene Strom wieder vernichtet wird. — Dann heben sich auch die Inductionswirkungen durch die Drehung des Armes *ec* und an der Gleitstelle gerade auf.

Dass diese letztere Compensation in der That vollständig eintritt, hat W. Weber auch durch einige quantitative Versuche gezeigt. Der Arm *ec* des Apparates Fig. 250 wurde auf den Pnnkt *d* des inducirenden Leiters gestellt und nun der inducirende Strom plötzlich geschlossen. Der Spiegel des die Intensität des inducirten Stromes messenden Spiegelgalvanometers zeigte eine Ablenkung von 8 Scalentheilen.

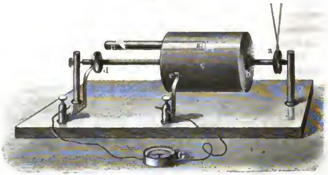
Wurde aber der Bügel *ec* 10 mal in der Secunde herumgedreht und der inducirte Stromkreis jedesmal beim Uebertreten von *ec* von *d* auf *b* geöffnet, so zeigte derselhe eine Ablenkung von 377 Scalentheilen. Der Spiegel des Galvanometers brauchte 10 Secnnden zu einer Schwingung, erhielt also während derselben 100 Inductionsstösse. Dnrch die Formelu des §. 185 kann man nun die jedem einzelneu Inductionsstoss zukommende Ablenkung des Spiegels berechnen. Sie ergiebt sich gleich 8,16, also nahezu wie oben. Es ist also jedenfalls die ganze Indnction nur durch das Ansteigen des Stromes in dem ruhenden Drathkreise bei der Drehung des Armes *ec* bedingt.

Bei der Umkehrung der Rotationen eines oder mehrerer Magnete unter Einfluss eines Stromes erhält man gleichfalls Inductionsströme, wenn man die den Strom erregende Säule durch einen beliebigen Leiter ersetzt und die Magnete mechanisch bewegt. Bei dieser Induction zeigen sich keine solchen Anomalien wie bei den so eben erwähnten Inductionen, indem hier die Molekularströme des inducirenden Magnetes unverändert bleiben und nicht plötzliche Geschwindigkeitsänderungen der 569

inducirenden Elektricitäten wie bei der Volta-Induction bei Anwesenheit von Gleitstellen auftreten. Sie sind daher einfach als Umkehrungen der entsprechenden elektromagnetischen Rotationen anzusehen.

Löthet man auf eine Metallaxe *a*, Fig. 251, eine Kupferscheibe *b* und an diese einen der Axe conaxialen, auf der einen Seite offenen Cylinder *c* von Kupferblech, und lässt gegen den Cylinder und einen Punkt der Axe zwei Federn *d* und *e* schleifen, welche mit dem Galvanometer *G* verbunden sind, so zeigt dasselbe einen Ausschlag, wenn man die Axe durch einen Schnurlauf in Rotation versetzt und zugleich den einen Pol *s* eines Magnetes *ns* in den Kupfercylinder einsenkt. — Der hierbei inducirte Strom ist gerade

Fig. 251



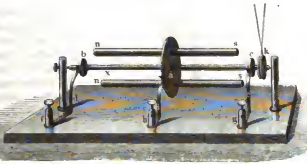
entgegengesetzt gerichtet dem Strom, welchen man vermittelst der Federn *d* und *e* durch den Kupfercylinder *c* leiten müsste, um ihm unter Einfluss des Magnetes *ns* in eine elektromagnetische Rotation zu versetzen, welche der ihm mechanisch mitgetheilten Rotation gleich ist.

In diesem Falle wird die Induction durch die Bewegung des Kupfercylinders an dem Magnet vorbei bedingt sein. Die inductorische Wirkung entspricht der elektromagnetischen Wirkung zwischen ihnen ohne weitere Nebenumstände.

570 Wir befestigen ferner z. B. einen, zwei oder mehrere Magnete *ns*, Fig. 252, parallel neben einander in einer Kupferplatte *a*, welche auf eine den Magneten parallele Axe *xx* aufgesetzt ist. Auf die Axe setzen wir zwei kleinere Metallräder *b* und *c* auf, gegen welche die Federn *d* und *e* schleifen, welche mit den Klemmschrauben *f* und *g* verbunden sind. Lassen wir in gleicher Weise gegen *a* die mit der Klemme *h* verbundene Feder *i* schleifen und verbinden *f* und *h* oder *g* und *h* mit den Polen einer Säule, so rotirt die Platte *a* mit den Magneten. Verbinden wir umgekehrt die Klemmen *f* und *h* oder *g* und *h* mit dem Galvonometer und versetzen mittelst eines um die Rolle *k* gelegten Schnurlaufes die Magnete in Rotation, so entsteht in der Schliessung des Galvanometers ein

Inductionsstrom, der gerade entgegengesetzt ist dem Strom, welcher beim Hindurchleiten durch die betreffenden Federn die Magnete in jene Rota-

Fig. 252.



tion versetzt hätte. Würden wir dagegen die Federn *g* und *f* mit dem Galvanometer verbinden, so erhielten wir eben so wenig bei der Drehung der Scheibe *a* einen Inductionsstrom, wie eine Rotation derselhen beim Verbinden der Federn *g* und *f* mit den Polen einer Säule eintritt.

Offenbar kann hier zwischen den Magneten und den mit ihnen fest verbundenen Theilen des Schliessungskreises des inducirten Stromes weder eine elektromagnetische noch auch eine Inductionswirkung ausgeüht werden. Dieselhe heschränkt sich auf die Wechselwirkung zwischen den Magneten einerseits nnd den Federn *d* und *i* oder *e* und *i* und den zwischen ihnen eingeschalteten Theilen der Schliessung andererseits. 571

Wie sich hei der Rotation der Magnete durch einen Strom dieselhen durch Solenoide ersetzen lassen, so wird dasselhe auch bei den Inductionswirkungen eintreten, so dass sich die Induction zwischen Magneten und Leitern auf die Induction zwischen in sich geschlossenen kleinen Strömen und den Leitern in gleicher Art zurückführen lässt, genau ehenso wie wir die elektromagnetischen Rotationserscheinungen auf elektrodynamische Erscheinungen zurückgeführt haben.

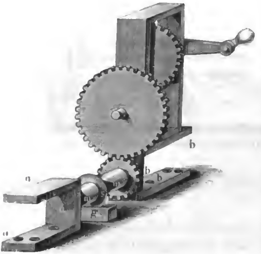
Einen besonderen Fall der im vorigen Paragraphen hehandelten Inductionserscheinungen liefert die unipolare [nach Matteucci[1]) axiale] Induction durch die Rotation eines Magnetes um seine eigene Axe, welche zuerst von Faraday[2]) heobachtet worden ist. 572

Man befestigt an den Enden eines cylindrischen, stabförmigen Stahlmagnetes *m*, Fig. 253 a. f. S., metallene Fassungen, durch welche der Magnetstab zwischen zwei stählernen Spitzen *a* und *b* eingesetzt werden

[1]) Matteucci, Cours spécial s. l'induction p. 65. Paris 1854*. — [2]) Faraday, Exp. Res. Ser. II, §. 217—230*; auch Ser. XXVIII.*

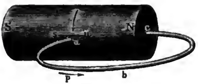
kann [1]). Auf das eine Ende des Magnetes wird ein Zahnrad oder eine Rolle geschoben, und derselbe durch andere Zahnräder, welche in das erste eingreifen, oder einen Schnurlauf in schnelle Rotation versetzt. Auf den Magnet schiebt man ferner ein kupfernes Rädchen *s* auf, welches in einen untergestellten Quecksilbernapf *g* eintaucht. Verbindet man jetzt eine der Stahlspitzen *a* oder *b* und das Quecksilbernäpfchen *g* mit den Enden des Drathes eines Galvanometers, so erhält man in demselben einen Strom. Die Richtung desselben hängt von der Polarität des Endes des Magnetes ab, welches mit dem Galvanometer verbunden ist, und zugleich von der Richtung der Rotation des Magnetes.

Fig 253.



Ist z. B., wie in beistehender Fig. 254, dieser Pol *N* der Nordpol des Magnetes, und rotirt der Magnet so, dass die gegen den Beschauer gekehrte Seite in der Richtung der Pfeile, also von oben nach unten sich dreht, so fliesst der Strom durch den Magnet vom Ende zur Mitte und durch die Schliessung *abc* weiter in der Richtung des Pfeiles *p*.

Fig. 254.



Würden wir durch den Drath *abc* in der Richtung des Pfeiles *p* einen Strom leiten, so würde der Magnet gerade in entgegengesetzter Richtung um seine Axe rotiren, wie er zur Erzeugung des Inductionsstromes gedreht werden muss, dessen Richtung durch den Pfeil angegeben ist.

573 Es ist auch hier klar, dass zwischen dem Magnet und den mit ihm fest verbundenen Theilen der Leitung keine elektromagnetische,

[1]) Weber, Resultate des magn. Vereins 1839. S. 63.* Pogg. Ann. Bd. LII, S. 353.*

und ebenso auch keine Inductionswirkung auftreten kann, sondern nur dadurch, dass jeder Punkt in ihm so wie jeder Punkt der Peripherie seiner Molekularströme bei der Rotation seine relative Lage gegen den ruhenden Leitungsdrath ändert, welcher zwei seiner Punkte verbindet.

Aus der unmittelbaren Anwendung des Biot-Savart'schen Gesetzes (§. 86) könnte man freilich die Folgerung ziehen, dass ein mit einem Magnet fest verbundenes Leiterelement, durch welches ein Strom fliesst, mit ihm in eine derartige Wechselwirkung träte, dass beide durch ein Kräftepaar um eine mittlere Drehungsaxe zu rotiren strebten. Dann würde auch umgekehrt bei der Rotation eines Magnetes um seine Axe in allen seinen Fasern durch die Wirkung der benachbarten Fasern eine elektromotorische Kraft inducirt werden können, vermöge deren sich der Magnet, je nach der Rotationsrichtung, in der Mitte mit der einen, an den Enden mit der entgegengesetzten freien Elektricität laden würde [1]). Wir haben aber schon §. 104 angeführt, dass wir annehmen, die elektromagnetischen Rotationen finden nur statt, wenn dabei die einzelnen Punkte des Magnetes und Leiters ihre relativen Lagen gegeneinander ändern. Dann würde also solche Ansammlung seiner Elektricitäten auf dem Magnet nicht eintreten. Die genauere Untersuchung dieses Punktes würde für die eine oder andere Theorie entscheiden [2]).

Wenn der Magnet nur auf die Leiter, welche nicht an seiner Rotation theilnehmen, eine Inductionswirkung ausübt, so ist es, analog wie bei den elektromagnetischen Rotationen, völlig gleichgültig, ob derselbe selbst als Leiter der inducirten Ströme dient oder dieselben nur durch einen mit ihm fest verbundenen Drath hindurchgehen; wie z. B. wenn man auf seine Mitte und sein Ende isolirt zwei mittelst eines Drathes verbundene Metallscheiben aufsetzt, welche durch Federn oder Quecksilbernäpfe mit den Leitungsdräthen des Galvanometers verbunden sind, und den Magnet nun in Rotation versetzt.

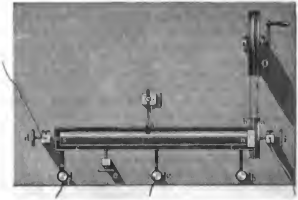
Ein hübscher Apparat von Fessel [3]) gestattet diese verschiedenen Verhältnisse recht anschaulich zu machen. Er ist im Wesentlichen folgendermaassen construirt: Durch ein Schwungrad *O*, Fig. 255 a. f. S., mit Treibschnüren werden zwei auf einer Axe sitzende Räder *a* und *b* gedreht. In das eine *a* ist ein cylindrischer Stahlmagnet *ns* eingesetzt. Das andere Rad *b* umfasst den Stahlmagnet und trägt einen ihm conaxialen Kupfercylinder *c*. Durch eine Schraube *d* kann man den Stahlmagnet feststellen, so dass das ihn treibende Rad *a* gehindert wird, sich zu drehen. Ebenso kann man durch Schraube *e* den Kupfercylinder *c* anhalten. 574

Lüftet man beide Schrauben *d* und *e*, so drehen sich der Magnet und Kupfercylinder gemeinschaftlich. — Auf den letzteren sind Metall-

[1]) Nobili, Pogg. Ann. Bd. XXVII, S. 421. 1833; Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXXVII, S. 352. 1852. — [2]) Beer, Pogg. Ann. Bd. XCIV, S. 177. 1855 — [3]) Vgl. Plücker, l. c. S. 361.

scheiben gesetzt, die in Quecksilbernäpfe eintauchen, oder es schleifen, wie in der Figur gegen denselben Federn *f*, *g*, *h*, welche man mit dem Galvanometer verbinden kann. Auch kann das eine oder andere Ende des

Fig. 255.



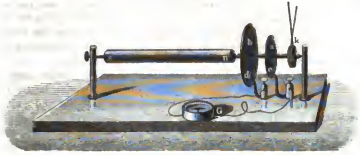
Magnetes durch die Axe *i* der Räder *a* und *b* oder durch Schraube *d* mit einem Galvanometer verbunden werden, so wie durch eine in dem Kupfercylinder angebrachte Oeffnung *k* eine Metallfeder gegen den Magnet gedrückt werden, welche die Verbindung seiner Mitte mit dem Galvanometer vermittelt. — Verbindet man nun erstens die Federn *g* und *h* mit dem Galvanometer und dreht den Magnet *ns* allein, so erhält man keinen Inductionsstrom, da der Kupfercylinder zwischen *g* und *h* und das Galvanometer einen geschlossenen Kreis bilden und sich die Inductionswirkungen in demselben ebenso aufheben, wie z. B. ein Durchleiten eines Stromes durch diesen Kreis den Magnet *ns* nicht in Rotation versetzen würde. — Lässt man zweitens hierbei den Magnet mit dem Kupfercylinder zusammen rotiren, so erhält man einen gleich starken, aber entgegengesetzten Strom, als wenn der Magnet festgehalten und nur der Kupfercylinder allein in Rotation versetzt wird. Im ersteren Falle wird die Induction in dem zwischen *g* und *h* eingeschalteten Leiterstück, im zweiten in dem zwischen *g* und *h* liegenden Stück des Kupfercylinders hervorgerufen, indem der Magnet in beiden Fällen nur gegen diese Stücke seine relative Lage ändert. Beide Inductionen sind gleich. Auch hier ist die Analogie mit den elektromagnetischen Rotationen ersichtlich, da es bei diesen ebenso nur auf die Lage der Endpunkte des vom Strom durchflossenen ruhenden und mit dem Magnet rotirenden Leiters ankommt. — Wird der Magnet selbst durch die Feder *k* und eine der Schrauben *d* oder *i* mit dem Galvanometer verbunden, und für sich in Rotation versetzt, so fällt der Versuch mit dem §. 572 beschriebenen zusammen. — Wird der Magnet mit dem Kupfercylinder durch einen in der Mitte und an den Enden eingesenkten Metallstift leitend verbunden und werden nun beide zugleich in Rotation

versetzt, so ist der in gleicher Weise im Leiterstück zwischen der Feder *g* nnd der Schraube *d* oder *i* inducirte Strom intensiver, da er jetzt die doppelte Bahn im Magnet und Knpfercylinder hat. — Ersetzt man bei diesen Versnchen das Galvanometer dnrch eine Säule, so treten die entsprechenden elektromagnetischen Rotationen ein.

Znr Erzeugung eines Inductionsstromes bei der unipolaren Induction ist es nicht nöthig, dass die Verbindungen der unveränderlich mit dem rotirenden Magnet verbundenen Leiter mit dem übrigen ruhenden Schliessungskreise einerseits zwischen den Polen des Magnetes, andererseits an seinem einen Ende geschehe. 575

Befestigt man auf der Rotationsaxe des Magnetes *ns*, Fig. 256, zwei metallisch mit einander verbundene Knpferscheiben *a* und *b* nnd lässt

Fig. 256.



gegen dieselben die zum Galvanometer führenden Federn *c* und *d* schleifen, so erhält man ebenfalls bei der Rotation des Magnetes einen Indnctionsstrom. Nur wenn beide Federn gegen die der Magnetaxe entsprechenden Centra der Scheiben gegenliegen, erhält man keinen Strom, da dann auch ein durch die Elektroden *c* und *d* und Scheiben *a* und *b* geleiteter Strom den Magnet nicht in Rotation versetzen würde.

Anch wenn man nur eine Metallscheibe *a*, Fig. 257, auf die Magnetaxe setzt und auf zwei nngleich weit von ihrem Centrum entfernte

Fig. 257.



Pnnkte derselben die Elektroden c und d des Galvanometers G aufsetzt, erhält man in gleicher Weise Inductionsströme. — In diesem Falle sind die Ströme in der Leitung cGd inducirt; in der Scheibe a selbst entsteht keine Induction, da sie mit dem Magnet unveränderlich verbunden ist. Würde man dagegen die Elektroden c und d mit dem Magnet fest verbinden nnd mit ihm rotiren lassen, während man die Scheibe a in Ruhe erhält, so würde bei der Rotation des Magnetes mit den Elektroden die Indnction in allen radialen Elementen der Scheibe a statthaben. Schleifen die Elektroden stets gleichzeitig anf demselben Radius der Scheibe, und betrachten wir nur die Induction in diesem Radins, so ist wie in §. 574 ersichtlich, dass der hier erzeugte Inductionsstrom dem im vorigen Versuch entstehenden völlig entspricht, ihm aber entgegengerichtet ist.

Lassen wir endlich den Magnet mit den mit ihm verbundenen Elektroden c und d ruhen, nnd versetzen die Scheibe a allein in eine der vorherigen Rotation des Magnetes entgegengesetzte Rotation, so wird wiederum dieselbe Inductionswirknng eintreten, da sie nur von der relativen Bewegung des Magnetes, so wie der mit ihm fest verbundenen und der von ihm unabhängigen Theile der Schliessung abhängt.

Dieser letztere Versuch lässt sich leicht anstellen, indem man die Kupferscheibe auf die Axe einer Centrifugalmaschine aufsetzt, in der Verlängerung der Axe vor derselben einen Magnetstab befestigt nnd nun auf zwei Stellen der Scheibe amalgamirte Metallfedern aufdrückt, welche an besonderen Haltern befestigt und mit dem Galvanometer verbnnden sind.

576 Ein genaueres Stndium dieses letzteren Versuches lässt noch besondere Eigenthümlichkeiten bei den im vorigen Paragraphen erwähnten Fällen der nnipolaren Induction erkennen.

Werden die beiden zum Galvanometer führenden Federn in den Abständen R nnd R_1 von dem Mittelpunkt der rotirenden Scheibe auf dieselbe aufgesetzt nnd nun bei unverändertem wechselseitigen Abstand $R - R_1$ nach der Peripherie der Scheibe verschoben, so nimmt allmälig der Strom bis auf Nnll ab und kehrt sodann seine Richtung nm [1]).

Der Grund der Umkehrung dieser Ströme erklärt sich wiederum unmittelbar ans der Anwendung des Lenz'schen Gesetzes der Reciprocität der elektromagnetischen und magnetoelektrischen Erscheinungen.

Denken wir uns ein knrzes Stück des Radius der Scheibe von einem Strom in einer bestimmten Richtung durchflossen, so würde die Scheibe dnrch den elektromagnetischen Einfluss des Magnetes auf dasselbe in Rotation kommen, und zwar in verschiedener Richtung, jenachdem jenes Stück näher oder ferner von der Axe des Magnetes sich befindet. Die Lage des Stückes, bei welcher die Umkehrung der Rotationsrichtnng eintritt, ergiebt sich ans den Berechnungen des §. 115, 2. Offenbar wird nnn auch

---

1) Felici, Ann. de Chim. et de Phys. [3.] T. XLIV, p. 343. 1855.*

umgekehrt bei der durch äussere Hülfsmittel bewirkten Rotation der Scheibe über dem Magnetpol in den einzelnen Elementen ihrer Radien ein Strom in der einen oder anderen Richtung inducirt werden, welcher stets dem Strom entgegengesetzt ist, der beim Hindurchleiten durch jene Elemente der Scheibe die ihr mechanisch mitgetheilte Rotation gleichfalls ertheilen würde.

Durch diese Induction wird gegen das Centrum und die Peripherie der Scheibe hin gleichzeitig dieselbe Elektricität bewegt, während in einer zu der Axe des Magnetes concentrischen Zone derselben sich die entgegengesetzte Elektricität anhäuft. Beim Aufsetzen der Dräthe des Galvanometers auf diese oder jene Stellen der Radien der Scheibe diesseits oder jenseits jener Zone würde man daher entgegengesetzt gerichtete Ströme im Galvanometer erhalten.

Der Wechsel der Richtung der Inductionsströme wird hier auf denselben Stellen des Radius eintreten, auf denen der Wechsel der Richtung der oben erwähnten elektromagnetischen Rotation eintritt. — Mit wachsendem Abstande der rotirenden Scheibe vom Magnet werden sich jene Stellen immer weiter gegen ihren Rand verschieben, wie sich dies ohne Weiteres aus der Betrachtung der §. 115, 2 erwähnten Curve der Umkehrung der elektromagnetischen Rotation ergiebt.

Verbindet man zwei weiter von einander entfernte Punkte des Radius der rotirenden Scheibe mit dem Galvanometer, so erhält man einen Inductionsstrom, der durch die Summe der, in allen zwischen ihnen liegenden Elementen inducirten elektromotorischen Kräfte erzeugt ist und verschieden gerichtet sein kann. Verbindet man z. B. das Centrum und die Peripherie der Scheibe mit dem Galvanometer, so ist die Richtung der durch dasselbe gehenden Ströme dieselbe wie in den dem Centrum der Scheibe zunächst liegenden Elementen, da diese dem Magnet näher liegen und die in ihnen inducirte elektromotorische Kraft grösser ist, als in den der Peripherie näher liegenden Elementen.

Die analogen Resultate würden sich auch bei den anderen §. 575 beschriebenen Versuchsmethoden ergeben.

577 In einer eigenthümlichen Art hat W. Weber (l. c.) den einfachsten §. 572 beschriebenen und durch Fig. 254 dargestellten Fall der unipolaren Induction behandelt. — Es ist ersichtlich, dass die elektromagnetische Rotation zweier oder mehrerer Magnete unter Einfluss eines unveränderlichen, aus linearen Leitern gebildeten Stromkreises, von dem ein Theil fest mit den Magneten verbunden ist (vergl. Fig. 252) stets nur eintreten kann, wenn bei jedem Umlauf die Nord- oder die Südpole der Magnete einmal durch die von der Stromesleitung umgrenzte Fläche hindurchgehen. Dreht man ebenso die Magnete mechanisch, so entsteht auch nur ein Inductionsstrom, wenn bei jeder Umdrehung nur die einen oder die anderen Pole derselben den von der Leitung des inducirten Stromes umgrenzten Flächenraum schneiden. Niemals würde aber eine Rotation

oder eine Induction eintreten, wenn die Magnete mit beiden Polen durch den Schliessnngskreis des auf sie elektromagnetisch wirkenden Stromes oder des Indnctionsstromes hindurchgehen müssten, also z. B. die Schliessnng dnrch beide Enden der Drehnngsaxe vermittelt wäre. — Dient nun der Magnet selbst bei der unipolaren Induction als Leiter der indncirten Ströme, so schliesst Weber, dass nur diejenigen magnetischen Moleküle des Magnetes hierbei inducirend wirken, welche von der Stromesbahn des inducirten Stromes geschnitten werden, also von denen nnr das eine polare Ende durch die von der Stromesbahn begrenzte Fläche hindurchgeht. Dasselbe würde eintreten, wenn statt des Magnetes ein fest mit ihm verbnndener Drath die Leitnng vermittelt. — Wenn nun die Leitung durch das eine Ende *N* des Magnetes und eine auf irgend eine Stelle desselben geschobene Metallscheibe bergestellt wird, so entspricht, wie die Stromesbahn auch laufe, stets die Zahl dieser inducirenden Moleküle dem Radius des Magnetes; denn wenn jene Bahn selbst beliebige Windnngen machte, statt direct von der Axe znr Peripberie des Magnetes zn gehen, so dass mehr Moleküle als vorher dnrch die Strombahn geschnitten würden, so würde die Zahl der inducirenden Moleküle doch nicbt wachsen, indem in den hinzngekommenen Molekülen gleich viel süd- nnd nordpolare Enden durch die von der Stromesbahn umschlossene Fläche hindnrchgehen nnd ihre Wirkung sicb neutralisirt. Wären die Moleküle des Magnetes alle gleich stark magnetisch, so müsste bei einmaliger Umdrebung desselben die inducirte elektromotorische Kraft der Anzahl der durcb die Stromesbahn hindurchgehenden wirksamen Moleküle, d. i. dem Qnerschnitt des Magnetes, proportional sein. Sie wäre nnabhängig von der Länge der Magnete und der Lage der ableitenden Metallscbeibe. Kann sich der inducirte Strom anf mehreren Wegen nebeneinander durch den Magnet bewegen, so ist analog wie bei der Verbindung mebrerer gewöhnlicher Elemente nebeneinander die inducirte elektromotorische Kraft nicht grösser als bei einer Bahn.

Weber hat den ersten dieser Sätze geprüft, indem er n. A. vor die Pole des 502^{mm} langen, 20,5^{mm} dicken Magnetes des Fig. 253 gezeichneten Apparates zwei Magnetstäbe mit ihren nngleichnamigen Polen vorlegte, so das Moment seiner an den Enden gelegenen Moleküle verstärkte nnd auf diese Weise das Moment des Stabes an allen Stellen möglichst gleich machte. Wnrde dann die ableitende Scheibe von dem mit der einen Elektrode eines Spiegelgalvanometers verbundenen Ende des Magnetes bis an das andere Ende desselben verschoben, so änderte sich bei gleicher Drehnngsgeschwindigkeit (4,3 mal in der Secunde) die Ablenkung des Magnetes des Galvanometers nur von 59,08 bis 57,12. Bei Ableitung in der Mitte betrug der Ausschlag indess 97,36.

Denkt man sich den Magnet mit einer Drathwindnng nmlegt nnd kehrt seine Polarität um, so kehren sich alle in der Ebene der Windung liegenden, d. h. dem Querschnitt des Magnetes entsprechenden Molekularmagnete um; sie bewegen dabei ihre Nordpole nach der einen, ihre Süd-

pole nach der anderen Seite der Windung. Da bei der unipolaren Induction bei einer Umdrehung des Magnetes die gleiche Zahl Molekularmagnete nur ihre Nordpole oder nur ihre Südpole durch die Strombahn bewegt, muss also die inducirte elektromotorische Kraft im ersten Fall doppelt so gross sein, als im letzten. — Auch dieses Resultat hat Weber geprüft, indem er einmal die bei einer Umdrehung des Magnetes inducirte elektromotorische Kraft bestimmte, sodann die elektromotorische Kraft, welche sich ergab, als der Magnet abwechselnd in eine Inductionsspirale eingeschoben und aus ihr entfernt wurde, während dieselbe mit einem Spiegelgalvanometer verbunden war. Die Bewegungen des Magnetes geschahen stets, wenn der Magnet des letzteren durch die Ruhelage nach der einen oder anderen Seite hindurchging. Nach den Angaben des §. 186 kann hieraus die Intensität eines Inductionsstosses, also auch die in einer Windung der Inductionsspirale inducirte elektromotorische Kraft bestimmt werden. Dieselbe ergab sich namentlich bei kurzen dicken Stahlmagneten doppelt so gross wie vorher bei einer Umdrehung des Magnetes bei der unipolaren Induction.

Wenngleich Weber die Verschiedenheit der unipolaren Induction bei Ableitung des inducirten Stromes durch das eine Ende der Axe des Magnetes einerseits, sowie andererseits eine auf die Mitte oder das Ende des Magnetes geschobene Metallscheibe auf die stärkere Magnetisirung seiner Moleküle in der Mitte schiebt, so dürfte sich dieses Resultat sowie die Gleichheit der Induction bei Aufsetzen der Scheibe auf beide Enden des Magnetes doch auch direct aus dem Lenz'schen Gesetz ableiten lassen, indem ganz analog beim Hindurchleiten eines Stromes durch den vorherigen Inductionskreis die elektromagnetische Wirkung auf den Magnet gleich ist, wenn der Strom in der Axe des Magnetes eintritt und an seinem einen oder seinem anderen Ende durch die Metallscheibe abgeleitet wird, diese Wirkung aber bei der Ableitung in der Mitte des Magnetes im Maximo ist (vergl. §. 105). — In den Fällen, in welchen der Weg des Stromes durch den fest mit dem Magnet verbundenen Leiter sich während jeder Umdrehung ändern kann, braucht auch nicht immer eine Durchschneidung der Moleküle des Magnetes durch die Stromesbahn einzutreten; so z. B. bei den §. 575 beschriebenen Versuchen, bei denen der den Magnet in Rotation versetzende oder durch seine Rotation inducirte Strom durch eine oder zwei auf seiner Axe befestigte Metallscheiben geleitet wird, und sich also die Stromesbahn in jedem Augenblick ändert.

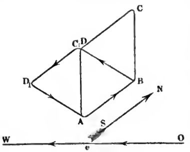
IV. Induction durch die Erde.

Auch durch den Erdstrom lassen sich Inductionsströme erzeugen, wie dies Faraday[1]) zuerst dargethan hat. 578

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. II, §. 171—180.

Ein Rechteck von Kupferdrath, dessen Enden mit dem Galvanometer verbunden waren, wurde über dem letzteren hin- und herbewegt. Bei jeder Bewegung schlug die Nadel aus und zwar mit wechselnder Bewegungsrichtung des Rechtecks nach der einen oder anderen Seite. Es bezeichne Fig. 258 $ABCD$ die erste verticale Lage desselben. Seine Ebene falle mit der des magnetischen Meridianes zusammen, so dass die Seite AB in der magnetischen Nordsüdrichtung NS liege. Stellt dann OW den von Ost nach West auf der Erdoberfläche gerichteten Erdstrom vor, so wird beim Umlegen des Rechteckes nach West in die Lage ABC_1D_1 in demselben ein Strom inducirt, welcher dem Strom in eW entgegengerichtet ist, also in dem Rechteck von C_1 über D_1 nach A und B, d. h. in der unteren Seite desselben von Süd nach Nord fliesst. Wird dagegen das Rechteck von dieser geneigten Lage in die frühere verticale gebracht, oder noch weiter nach Ost umgelegt, so kehrt sich die Stromesrichtung in demselben um; in der unteren Seite desselben AB fliesst der Strom von Nord nach Süd.

Fig. 258.



Wird umgekehrt das Rechteck $ABCD$ um seine obere Seite CD hin- und herbewegt, so treten, wie sich leicht übersehen lässt, die umgekehrten Stromesrichtungen auf.

Liegt das Rechteck $ABCD$ nicht in der Ebene des magnetischen Meridians, sondern in einer anderen Lage, so treten analoge Erscheinungen ein. Es wird indess kein Strom inducirt, wenn das Rechteck parallel der Inclinationsrichtung fortbewegt wird.

579 In grösserer Intensität kann man diese Ströme erhalten, wenn man ein Drathgewinde (z. B. nach Weber[1]) eine Rolle von $718{,}3^{mm}$ Durchmesser und 120^{mm} Höhe, welche mit 542^{m} Kupferdrath von etwa 20 Kilogrm. Gewicht umwickelt ist), an einem hölzernen Rahmen befestigt, welcher an zwei diametral einander gegenüberstehenden Messingzapfen einmal in zwei vertical über einander liegenden Lagern um eine verticale, sodann auch in zwei horizontalen Lagern um eine der Ebene des magnetischen Meridianes parallele horizontale Axe gedreht werden kann. Die Enden des Inductionsdrathes werden durch zwei Klemmen mit dem Galvanometer verbunden.

Bringt man nun die Spirale, während ihre Drehungsaxe vertical ist,

[1]) W. Weber, Abhandl. der V. Gesellschaft in Göttingen Bd. V, S. 58. 1853.*

in eine solche Lage, dass die Ebene ihrer Windungen auf dem magnetischen Meridian vertical steht, und dreht sie um 180° hernm, so entsteht ein Inductionsstrom, der die Galvanometernadel ablenkt, und dessen Intensität dnrch diese Ablenkung bestimmt werden kann. — Wendet man ein Spiegelgalvanometer nach Art des §. 181 beschriebenen an, in welchem die Schwingungen der Nadel gedämpft werden, so kann man, wenn die Nadel ihre erste Schwingung vollendet hat, die Spirale plötzlich um 180° zurückdrehen und dieses Umwenden derselben jedesmal wiederholen, wenn die Nadel durch ihre Rnhelage nach der einen oder anderen Seite hindurchgeht. Die Intensität I des bei jeder Drehung der Inductionsspirale inducirten Stromes bestimmt sich dann nach der §. 186 beschriebeneu Multiplicationsmethode. Die elektromotorische Kraft desselben ist, wenn F der von den Windungen der Spirale umschlossene Flächenraum, P die Kraft des Endmagnetismus, φ der Inclinationswinkel ist, $I = \varepsilon . F . P . \cos \varphi$, wo ε die sogenannte Indnctionsconstante (vergl. das folgende Capitel. — Würde man die Spirale so stellen, dass ihre Windungen vor und nach der Drehung um 180° der Meridianebene parallel wären, so erhielte man keinen Inductionsstrom.

Bei der horizontalen Lage der Drehungsaxe bringt man die Ebene der Windungen in eine horizontale Lage und dreht sie so nm 180°. Der nun inducirte Strom hat die Intensität $I_I = \varepsilon . F . P . \sin \varphi$. Dnrch Division der beiden Werthe erhielte man $\frac{I_I}{I} = tg\, \varphi$. — Es ist dies ein vorzügliches Mittel zur Bestimmnng der Inclination. Die nähere Betrachtung der einzuschlagenden Methoden gehört indess nicht hierher.

Die Richtung der Inductionsströme ist in allen diesen Fällen die gleiche wie die Richtung eines durch die Leiter geschickten Stromes, der ihnen die entgegengesetzte Bewegung ertheilen würde, als die ist, welche man ihnen von aussen mechanisch mitgetheilt hat.

Indirect kann man durch den Erdmagnetismus leicht stärkere Induc- 580
tionsströme erzengen, wenn man durch denselben temporär in Eisenstäben den Magnetismus der Lage (§. 74) hervorruft, und dieselben dabei mit Inductionsspiralen umwickelt.

Hält man die Spirale mit dem Eisenkern so, dass ihre Axe mit der Richtung der Inclinationsnadel znsammenfällt, und kehrt sie plötzlich um 180° um, dass ihr unteres Ende zu oberst kommt, so entsteht in derselben ein inducirter Strom. Die Richtung desselben ist die gleiche, wie wenn ein bezeichneter (Nord-) Pol eines Magnetstabes von oben in die Spirale hineingeschoben worden wäre. Auch wenn man an Stelle des Eisenstabes einen Stahlmagnet in der Spirale befestigt, erhält man beim Umkehren derselben einen Strom, hervorgebracht durch die Aenderung der temporären Magnetisirung des Stahls. Dieselben Resultate erhält man, wenn die Spirale von vorn herein so aufgestellt wird, dass ihre Axe mit der Richtung der Inclinationsnadel parallel ist, und man nun in dieselbe einen

Eisenstab schiebt. Derselbe wird magnetisch, so dass sein Nordpol nach unten gekehrt ist, und erzeugt in den Windungen der Spirale einen Strom, welcher den in ihm angenommenen Molekularströmen entgegengerichtet ist, der also in den nach oben gekehrten Hälften der Windungen der Spirale von West nach Ost fliesst. Beim Herausziehen des Eisenstabes aus der Spirale erhält man einen entgegengesetzten Inductionsstrom in derselben [1]).

581 Um auf diese Weise auch einen sichtbaren Funken durch den Inductionsstrom zu erhalten, muss man die Intensität desselben bedeutend verstärken, wie dies zuerst von Palmieri und Santi Linari [2]) geschehen ist. Sie befestigten an einem Rahmen von Holz parallele Reihen von (10) 60 Centimeter langen Stücken von Flintenläufen, deren Enden mit Eisenpflöcken verstopft waren, und die bis auf die Enden mit übersponnenem Kupferdrath umwickelt wurden. Der die Läufe tragende Rahmen war an einer, gegen die Axen der Läufe senkrechten und in Lagern drehbaren horizontalen Holzaxe befestigt, auf welche zwei Kupferräder gesetzt waren, an die die Enden der zu den Drathwindungen der Flintenläufe führenden Leitungsdräthe angelöthet waren. Das eine dieser Räder war nicht unterbrochen, der Rand des anderen war so ausgeschnitten, dass er nur zwei diametral gegenüber liegende Spitzen behielt. Beide Räder tauchten in ein Gefäss voll Quecksilber. Der Apparat wurde so gestellt, dass seine Drehungsaxe senkrecht gegen die Ebene des magnetischen Meridianes lag, und nun der Rahmen mit den Flintenläufen um jene Axe gedreht. Waren die Spitzen des ausgeschnittenen Rades so gestellt, dass sie sich gerade aus dem Quecksilber hoben, wenn die Flintenläufe bei der Drehung ihre der Inclinationsrichtung parallele Lage verliessen, so dass also der Stromkreis der Spiralen geöffnet wurde, wenn die Aenderung des durch den Erdmagnetismus erzeugten Magnetismus der Flintenläufe, mithin die Intensität der inducirten Ströme im Maximum war, so beobachtete man im Dunkeln sichtbare Funken. Dieselben verschwanden, wenn das ausgeschnittene Rad um 90° gedreht wurde, weil dann bei der Unterbrechung der Inductionsstrom das Minimum der Intensität besass.

Bei diesem Apparat findet die Induction sowohl direct durch die Aenderung der Lage der Spiralen selbst, als auch namentlich indirect durch die Aenderung des Magnetismus der Flintenläufe statt.

Später ist es auch Palmieri [3]) gelungen, ohne Anwendung von Flintenläufen Funken durch die Erdinduction zu erhalten. Er ersetzte dabei den Rahmen mit den Flintenläufen durch einen elliptischen Holzrahmen, dessen Hauptaxen 1,2 Meter und 0,9 Meter betrugen, und der mit 200 Windungen von, mit Seide übersponnenem Kupferdrath von $1,5^{mm}$ Dicke

---

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. II, §. 140—147;* vergl. auch Nobili und Antinori, Antologia Nr. CXXXI, Pogg. Ann. Bd. XXIV, S. 481. 1832.* — [2]) Palmieri und Santi Linari, Compt. Rend. T. XVI, p. 1442. 1843;* T. XVIII, p. 762. 1844;* Pogg. Ann. Bd. LIX, S. 641* und Bd. LXII, S. 285.* — [3]) Palmieri, Archives T. V, p. 190; Pogg. Ann. Bd. LXVII, S. 244. 1846.*

nmwunden war. Derselbe war sonst ganz wie der Rahmen mit den Flintenläufen vorgerichtet und wurde um seine auf der Ebene des magnetischen Meridianes verticale grosse Axe in Rotation versetzt.

V. Extraströme.

Wie ein in einer Drathspirale entstehender oder verschwindender Strom in einer zweiten benachbarten Spirale einen Inductionsstrom hervorrufen kann, so wird auch das Entstehen und Vergehen eines Stromes in jeder einzelnen Windung einer Spirale in den benachbarten Windungen einen Strom induciren, welcher sich mit dem ursprünglichen Strome vereint. Diesen inducirten Strom bezeichnet man mit dem Namen Extrastrom [1], Nebenstrom, secundärer oder Gegenstrom [2], oder auch wohl mit dem englischen Namen Extracurrent. Der Extrastrom ist bei der Schliessung des Stromkreises dem primären Strom in der Spirale entgegengerichtet. Er subtrahirt sich von demselben und vermindert im ersten Augenblick der Schliessung seine Intensität. Der beim Oeffnen des Stromkreises inducirte Extrastrom ist dem primären Strom gleichgerichtet, addirt sich daher zu ihm und vermehrt seine Intensität[3]. Letzteren Strom nennt Moser auch den succedirenden Strom [4]). 582

Man kann die Existenz und die Wirkungen des bei der Oeffnnng des Schliessungskreises entstehenden Extrastromes folgendermaassen nachweisen: 583

Man verbindet den einen Pol einer Säule durch einen kurzen Drath mit einem Quecksilbernäpfchen, in welches der vom anderen Pole der Säule kommende Leitungsdrath eintaucht. Hebt man den Leitungsdrath aus dem Näpfchen, so erhält man nur einen schwachen Funken. Schaltet man aber in den Schliessungskreis noch eine aus einem langen dünnen Drath gewundene Spirale ein, so erscheint in Folge des in derselben entstehenden Oeffnungs-Extrastromes beim Herausheben des Leitungsdrathes aus dem Quecksilbernapf ein lebhafter Funken, obgleich jetzt der Widerstand in dem Schliessungskreis viel bedeutender ist als vorher.

Bringt man an den, neben dem Quecksilbernapf befindlichen Enden der Leitung zwei metallene Handhaben an, welche man mit feuchten Händen fasst, so erhält man beim Oeffnen des Stromkreises am Quecksilbernapf keinen Schlag, wenn derselbe aus einem kurzen Drath besteht, wohl aber, wenn er eine Spirale enthält. — Zur Anstellung dieses Versuches braucht man nnr die mit Handhaben versehenen Enden der an den Polen einer Säule befestigten Leitungsdräthe mit feuchten Händen zu er-

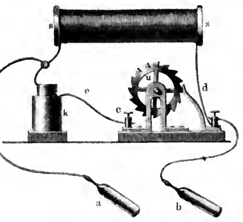
[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. IX, 29. Jan. 1835.* Erste Beob. von Jenkins. — [2]) Jacobi, Pogg. Ann. Bd. XLV, S. 134. 1838.* — [3]) Vergl. auch Dal Negro, Bibl. Univ. T. II, p. 394. 1833; Nobili und Antinori, Antologia Nr. 136; Pogg. Ann. Bd. XXVII, S. 436. 1833.* — [4]) Moser, Repert. Bd. I, S. 330. 1837.*

greifen, die Handhaben selbst aneinander zu bringen und wieder von einander zu entfernen. Man erhält dann jedesmal einen starken Schlag, wenn der Schliessungskreis eine grössere Drathspirale enthält.

Diese Beobachtungen wurden (bei Anwendung einer einen Eisenkern enthaltenden Spirale, d. h. eines Elektromagnetes) von Jenkins und Masson [1]) im Jahre 1834 zuerst gemacht. Sie führten zunächst zur Entdeckung der Extraströme.

Will man eine Reihe von Erschütterungen durch den Extrastrom auf den Körper wirken lassen, so kann man den Fig. 259 gezeichneten Apparat verwenden. In demselben ist *k* die den Strom erregende Säule, *ss* die Spirale, *a* und *b* sind die mit dem Körper verbundenen Handhaben, *u* ein in den Schliessungskreis eingeschalteter Stromunterbrecher (vergl. Thl. I, §. 165). Die Handhabe *a* könnte ebenso gut auch an der Klemmschraube *c* angebracht werden, wo dann aber beim Oeffnen des primären Stromkreises stets noch die Säule *k* selbst in den durch den Körper geschlossenen Stromkreis des Extrastromes eingefügt ist. — Den Unterbrecher *u* kann man auch einfach durch eine eiserne Raspel ersetzen, deren eines Ende mit der Spirale *s* durch den Drath *d* verbunden wird, und auf welcher man mit dem von der Säule kommenden Leitungsdrath *e* entlang fährt.

Fig. 259.



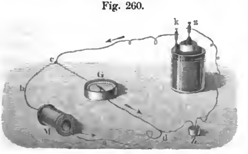
Unterbricht man den Strom durch einen Interruptor immer schneller, so erreicht man endlich ein Maximum der physiologischen Wirkung; bei schnellerer Drehung nimmt dieselbe wieder ab [2]), indem dann während der jedesmaligen Schliessung der Schliessungsextrastrom noch nicht völlig abgelaufen ist, und so der Strom beim Oeffnen noch nicht das Maximum seiner Intensität erlangt hat (vergl. Induction, Cap. III).

Um eine Ablenkung der Nadel des Galvanometers durch den Oeffnungsextrastrom zu erhalten, verbindet man die Pole einer Säule *zk*, Fig. 260, durch den Drath *zdabck*, in welchen bei *M* ein langer gerader oder zickzackförmiger Drath oder eine Drathspirale eingefügt werden

[1]) Masson, Ann. de Chim. et de Phys. T. LXVI, p. 6. 1837.* — [2]) Ebendas. p. 28.*

kann, und vereint die Punkte *c* und *d* desselben durch einen Drath *cd*, in den bei *G* ein Galvanometer eingefügt ist. Die Nadel dieses Galvanometers würde in Folge des in der Richtnng des Pfeiles fliessenden Stromes der Säule ausschlagen. Man hindert sie daran durch eine einseitige Hemmung [1]) (vergl. Th. II. §. 201).

Fig. 260.



Besteht nun *M* aus einem geraden oder in Zickzackwindungen gebogenen Drath, und öffnet man die Schliessung z. B. bei *Z* mit Hülfe eines daselbst angebrachten Quecksilbernapfes, so entsteht in dem Drath *cMd* kein inducirter Strom, die Nadel des Galvanometers bleibt in Ruhe. Schaltet man aber in den Drath bei *M* eine Spirale von dünnem nnd langem Kupferdrath ein, so wird beim Oeffnen der Schliessung in dem Zweig *aMb* ein Extrastrom inducirt, welcher in gleicher Richtung fliesst, wie der verschwindende Strom, der also den jetzt geschlossenen Drathkreis *aMbcGd* in der Richtung *MadGc* durchläuft. In Folge dieses inducirten Stromes schlägt die Nadel des Galvanometers nach der Seite aus, auf der sie nicht gehemmt ist.

Man kann diesen Versuch auch ohne einseitige Hemmung der Nadel anstellen, indem man die Nadel, welche durch den primären Strom eine bestimmte Ahlenkung erhalten, durch wiederholte Annäherung eines Magnetes um ihre neue Gleichgewichtslage in Schwingungen versetzt, welche gerade bis an den Nullpunkt der Theilung reichen. Oeffnet man den primären Strom in dem Augenblick, wo die Nadel von letzterem zur Gleichgewichtslage zurückzuschwingen beginnt, so weicht sie nun durch den Extrastrom nach der entgegengesetzten Seite aus. Dieser Versuch, welcher zuerst von Moser [2]), freilich mit einem negativen Resultat, angestellt worden ist, giebt nach Jacobi (l. c.) einen sehr deutlichen Beweis der Existenz des Oeffnungsextrastromes.

Bringt man an Stelle des Galvanometers *G*, Fig. 260, einen ganz dünnen Platindrath und wählt den Drath *M* so dick, dass durch den den Platindrath enthaltenden Zweig *cd* nur ein sehr kleiner Theil des Stromes fliesst, so erglüht durch diesen der Platindrath nicht. Sobald aber der Stromkreis bei *Z* unterbrochen wird, erglüht er in Folge des Extrastromes.

Chemische Zersetzungen lassen sich bei Anwendung einer einfachen Spirale schwerer ganz rein durch den Extrastrom hervorbringen.

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. IX, §. 1087*, bestätigt von Lenz und Jacobi, Pogg. Ann. Bd. XLV, S. 139. 1838.* — [2]) Moser, Repertorium Bd. I, S. 336. 1837.*

Schaltet man in den Schliessungskreis einer Säule eine Spirale ein, welche aus zwei gleichen, parallel nebeneinander gewundenen Dräthen besteht, und theilt den Strom der Säule zwischen beiden so, dass beide in gleicher Richtnng von demselben durchflossen werden, so addiren sich die in jedem Drath beim Oeffnen des Stromes inducirten Extraströme, ebenso haben die von den Windungen des einen Drathes in denen des anderen inducirten Ströme dieselbe Richtung. Man erhält also beim Oeffnen des Stromkreises einen starken Extrastrom und einen hellen Oeffnungsfunken. — Sind aber die beiden Dräthe der Spirale so vereint, dass der primäre Strom beide Dräthe in entgegengesetzter Richtung durchfliesst, so heben sich die in den Windungen jedes Drathes sowie in dem einen Drath durch den anderen inducirten Ströme beim Oeffnen des Stromkreises auf; der Oeffnungsfunke ist nur schwach.

Ganz analog giebt ein Bündel von parallel nebeneinander liegenden, an ihren Enden miteinander verlötheten Dräthen beim Einschalten in den Stromkreis einen stärkeren Oeffnungsfunken, wenn die Dräthe nahe bei einander liegen, als wenn sie auseinander gebogen werden [1]). Ein Drath von grösserer Dicke kann dabei auch stärker wirken als ein dünnerer, indem jede vom Strom durchflossene Längsfaser desselben in den benachbarten Fasern einen gleichgerichteten Oeffnungsstrom inducirt.

Dagegen entsteht kein Oeffnungsfunke, wenn man einen Drath in der Mitte umlegt, so dass seine beiden Hälften parallel nebeneinander liegen, ihn nun in verschiedene Formen bringt und seine Enden abwechselnd mit den Polen einer Säule verbindet und von derselben loslöst [2]).

584 Auch der bei der Schliessung stattfindende Extrastrom lässt sich, wenn auch schwieriger, nachweisen, wie Faraday [3]) gezeigt hat.

Die Nadel des Galvanometers bei G in der Drathverbindung, Fig. 260, wurde einseitig in der Weise gehemmt, dass der bei der Oeffnnng der Schliessung entstehende Inductionsstrom sie nicht ablenken konnte, und die Intensität des primären Stromes so regulirt, dass die Nadel nicht bedeutend abgelenkt wurde. Wurde nun wieder bei M in den Stromzweig bMa vor dem Schliessen einmal ein gerader oder zickzackförmiger Drath, dann eine Spirale eingefügt, und der Stromkreis bei Z geschlossen, so war der erste Ausschlag der Nadel des Galvanometers im letzteren Falle viel bedeutender als er durch den Einfluss des primären Stromes allein gewesen wäre. Es ist also bei der Schliessung in der Spirale bei M ein Extrastrom inducirt worden, welcher sich im Zweige cd zu dem primären Strom addirte, im Kreise $MadGcb$ also in der Richtung $MbcGda$ floss, die in der Spirale M dem primären Strom entgegengerichtet war.

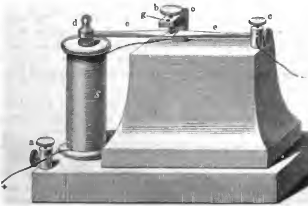
585 Sehr viel stärker tritt die Erscheinung des Extrastromes auf, wenn die in den Schliessungskreis eingeschaltete Spirale einen Kern von weichem

[1]) Faraday, l. c §. 1092.* — [2]) Faraday, l. c. §. 1098 u. flgde.:* vergl. auch Masson, Ann. de Chim. et de Phys. T. LXVI, p. 5. 1837.* — [3]) Faraday, Exp. Res. Ser. IX, S. 1101 u. flgde.*

Eisen enthält. Da dieser gleichzeitig mit dem Schliessen des Stromes in der Spirale magnetisch wird, und gleichzeitig mit dem Aufheben der Schliessung seinen Magnetismus verliert, und da die, das magnetische Verhalten desselben darstellenden Molekularströme in derselben Richtung um ihn fliessen, wie die Ströme in den Windungen der Spirale, so addirt sich seine inducirende Wirkung zu der der Windungen der Spirale auf einander. Die verschiedenen beim Oeffnen einer Säule anzustellenden Versuche, welche wir in dem §. 583 beschrieben haben, zeigen sich daher bei Einlegen eines Eisenkernes in die angewandte Spirale viel deutlicher, namentlich die Erscheinung der Funken [1]), die physiologische Wirkung, welche in dieser Art zuerst von Jenkins (s. §. 583) beobachtet wurde, ebenso die Ablenkung der Galvanometernadel und das Glühen von dünnen Dräthen, und endlich auch die Zersetzungswirkung der Extraströme, welche sich unter Anwendung einer einfachen Spirale kaum nachweisen liess. — Um ferner die Wirkung des Eisenkernes auf den Schliessungsextrastrom zu zeigen, bildet man einen Stromkreis aus einer, um den Anker eines Magnetes gelegten Spirale, einem Galvanometer und einer Inductionsspirale. Der beim Abreissen des Ankers vom Magnet entstehende Inductionsstrom ist schwächer, wenn man in die Inductionsspirale einen weichen Eisenkern einlegt, da nun in letzterer ein stärkerer Schliessungsgegenstrom entsteht, als ohne Anwendung des Eisenkernes [2]).

Um die physiologische Wirkung des Extrastromes bei Anwendung 586

Fig. 261.



von Eisenkernen recht deutlich zu zeigen, kann man sich des mit dem Wagner'schen Hammer verbundenen Apparates, Fig. 261, bedienen. Die

[1]) Dal Negro (Bibl. univ. T. II, p. 394. 1833*) hat diese Verstärkung des Oeffnungsfunkens in einem einen Elektromagnet enthaltenden Schliessungskreis zuerst beobachtet. — [2]) Jacobi und Lenz, Pogg. Ann. Bd. XLV, S. 145. 1838.*

Spirale *s* enthält einen aus dünnen Eisendräthen gebildeten Kern. Ihr eines Ende ist mit der Klemme *a*, ihr anderes mit der Metallschraube *b* verbunden, die unten in eine Spitze von Platin ausläuft. Gegen die letztere federt die an der Klemmschraube *c* befestigte Messingfeder *e*, auf welche unterhalb *b* ein Platinplättchen gelöthet ist, und die bei *d* einen eisernen Knopf trägt. Man steckt zwei Metallstifte, welche an Goldschnüren metallne Handhaben tragen, in besondere Löcher *g* und *f*, welche in die die Schraube *b* führende Metallfassung und die Klemmschraube *a* gebohrt sind, und ergreift die Handhaben mit den Händen. Werden die Klemmen *c* und *a* mit den Polen der Säule verbunden, so ist der Stromkreis derselben durch *cebsa* geschlossen. Der Eisenkern der Spirale wird magnetisch, zieht den Knopf *d* an und öffnet dadurch den Stromkreis an der Schraube *b*. Der hierbei in der Spirale entstehende Extrastrom fliesst durch *f*, *s*, *b*, *g* und den menschlichen Körper. Nach dem Oeffnen des primären Stromkreises wird der Eisenkern der Spirale *s* wieder unmagnetisch. Die Feder *e* drückt den Knopf *d* von demselben ab und legt sich gegen die Schraube *b*, wodurch der Stromkreis von Neuem geschlossen wird [1]).

587 Um die chemische Wirkung zu zeigen, bringt man an Stelle des Galvanometers *G*, Fig. 260, einen Apparat, bestehend aus einem auf einer Glasplatte liegenden Streifen von befeuchtetem Jodkaliumkleisterpapier, auf den man die Spitzen zweier mit den Enden der Leitung verbundener Platindräthe in einiger Entfernung von einander aufstellt. Man schaltet in den Zweig *cd* einen so grossen Widerstand ein, dass fast der ganze Strom der Säule durch Zweig *aMb* fliesst, und die Zersetzung des Jodkaliums im Zweige *cGd* kaum bemerkbar ist. Oeffnet man nun nach Einschaltung einer, mit einem Eisenkern versehenen Spirale *M* in den Zweig *ab* den Schliessungskreis bei *Z*, so entsteht sogleich an dem einen Platindrath ein blauer Fleck, welcher wiederum nachweist, dass die Richtung des Oeffnungsstromes in *M* dem des verschwindenden primären Stromes gleich ist [2]).

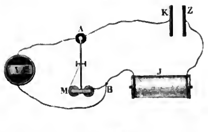
Auch wenn man vor der Schliessung der Leitung bei *Z* die Einschaltung des Jodkaliumpapiers vorgenommen hat, zeigt die Abscheidung des Jods an dem anderen Platindrath bei erfolgender Schliessung, dass nun der Schliessungsextrastrom dem primären Strom entgegengerichtet ist.

588 Der in einer Spirale erzeugte Oeffnungsextrastrom kann benutzt werden, um mittelst eines einfachen galvanischen Elementes Wasser zu zersetzen [3]), während dasselbe für sich allein diese Wasserzersetzung dauernd nicht hervorrufen kann (Thl. I, §. 333). Zu diesem Zwecke schaltet man in den Schliessungskreis eines einfachen Elementes *ZK*, Fig. 262, eine Inductionsspirale *J*, in welche man Eisendrathbündel legt, und einen Wagner'schen Hammer *MA* ein. Man verbindet den Amboss *A*

[1]) Vergl. Neef, Pogg. Ann. Bd. XLVI, S. 104. 1839.* — [2]) Faraday l. c. — [3]) De la Rive Arch. T. III, p. 159, Pogg. Ann. Bd. LX, S. 397. 1843*.

desselben, sowie einen Punkt B der Leitung zwischen der Spirale J und dem Hammer mit den Elektroden eines Voltameters V. Liegt der Hammer auf dem Amboss A auf, so ist der Stromkreis $ZJBMAK$ geschlossen, und durch das Voltameter V fliesst wegen des grösseren Widerstandes nur ein geringerer Theil des Stromes. Dann wird durch den Magnet M der Hammer vom Amboss A abgehoben und der genannte Stromkreis geöffnet, so dass jetzt in J der dem primären Strome von KZ gleich gerichtete Oeffnnngsinductionsstrom entsteht, und mit letzterem zugleich durch das Voltameter V fliesst, wo nun durch die vereinte Wirkung beider das Wasser zersetzt wird. Dann fällt der Hammer auf A wieder nieder, und der Process wiederholt sich.

Fig. 262.



Der Vortheil bei diesem Apparate ist natürlich nur der, dass im Moment des Oeffnens des primären Kreises die elektromotorische Kraft der Säule durch die des Extrastromes in der Spirale vermehrt wird, und die Summe dieser Kräfte grösser ist als die elektromotorische Kraft der Polarisation im Voltameter, und so das Wasser zersetzt wird. — Ganz selbstverständlich ist es indess, dass die Zinkmenge, welche hierbei in der Säule verbraucht wird, sehr viel bedeutender ist, als wenn sie dem zersetzten Wasser äquivalent wäre, da ja der Strom der Säule beim Aufliegen des Hammers zum grössten Theil durch den letzteren und nicht durch das Voltameter fliesst, und so nur zum geringeren Theil wirklich zur Wasserzersetzung beiträgt. Auch beim Oeffnen des Hammers, wo dann der Extrastrom mit dem primären Strom das Voltameter und die Säule durchfliesst, werden stets in beiden Apparaten äquivalente Mengen Zink gelöst und Wasser zersetzt [1]).

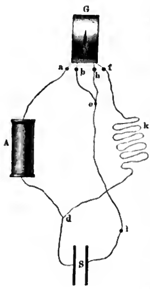
Die Abhängigkeit der Intensität des Extrastromes von der Intensität des in der Inductionsspirale entstehenden und verschwindenden Stromes ist in einer sehr sorgfältigen Arbeit von Edlund [2]) studirt worden. 589

Der Strom einer Grove'schen Säule S, Fig. 263 (a. f. S.), von 2 bis 3 Elementen, wird durch die Leitungsdräthe Sd und Se geleitet, und in den Punkten d und e derartig verzweigt, dass seine Zweige die doppelten Windungen ah und bf eines Differentialgalvanometers G mit Spiegelablesung in entgegengesetzter Richtung durchfliessen. Bei A ist in die Leitung da eine Inductionsrolle A eingeschaltet, bei K in die Leitung df ein im Zickzack gewundener Drath von solcher Länge, dass die Widerstände der

1) Vergl. auch Despretz, Compt. rend. T. XLIV, p. 1009. 1857.* De la Rive, Arch. T. XXXV, p. 115. 1857.* — 2) Edlund, Pogg. Ann. Bd. LXXVII, S. 161. 1849.*

Schliessungskreise $dAahe$ und $dkfbe$ gleich sind. Der Drath k ist über zwei, 3 Meter von einander entfernte Glasstangen gewunden, und dann sind die einzelnen Windungen desselben zusammengebunden. Während der Dauer der Schliessung zeigt der Spiegel des Galvanometers keine Ablenkung, da sich die Wirkungen der Ströme in beiden Zweigen gerade aufheben.

Fig. 263.



Wird jetzt der Schliessungskreis der Säule in einem Punkte l geöffnet, so entsteht in der Spirale A der dem Oeffnen entsprechende Extrastrom, welcher in der Richtung $dAahebfkd$ strömt und so in beiden Windungsreihen des Galvanometers den Magnet desselben in gleichem Sinne ablenkt. Aus dem Ausschlage desselben kann man mit Rücksicht auf die Dämpfung seiner Schwingungen durch die ihn umgebenden Metallmassen nach den §. 185 gegebenen Regeln die Intensität des Inductionsstromes berechnen.

Sind die den Magnet des Galvanometers ablenkenden Kräfte der beiden Stromkreise $dahe$ und $ebfd$ bei gleicher Intensität der sie durchfliessenden Ströme m und m_1, die Widerstände der Stromkreise r und r_1, so ist, da ein in entgegengesetzter Richtung durch beide Kreise nebeneinander geleiteter Strom den Magnet nicht ablenkt:

$$\frac{m}{r} = \frac{m_1}{r_1} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (1)$$

Ist die elektromotorische Kraft des beim Oeffnen der Säule in der Spirale A inducirten Extrastromes gleich E, so ist die Einwirkung dieses Stromes auf den Magnet:

$$A_o = \frac{E}{r + r_1}(m + m_1) = \frac{Em}{r} \quad \ldots \ldots \quad (2)$$

Schliesst man nach dem Oeffnen den Stromkreis dSe wiederum bei l, so erhält man jetzt in der Spirale A den bei der Schliessung erzeugten Extrastrom, welcher sich zwischen den drei Stromkreisen $dahe$, $dfbe$ und dSe verzweigt. Ist die elektromotorische Kraft dieses Schliessungsextrastromes E_1, der Widerstand des Schliessungskreises dSe gleich R, so ist die Wirkung des so inducirten Stromes auf den Magnet des Galvanometers:

$$A_1 = \frac{E_1[m(r_1 + R) + m_1 R]}{r(r_1 + R) + r_1 R} \quad \ldots \ldots \quad (3)$$

oder, nach 1:

$$A_1 = \frac{E_1 m}{r} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (4)$$

Die Wirkung auf die Magnetnadel A_0 und A_1 ist also unabhängig von dem Widerstande des die Säule enthaltenden Stromzweiges, der sich bei Anwendung verschiedener Säulen und im Laufe der Versuche ändert.

Die Versuche bieten insofern eine gewisse Schwierigkeit, als der Magnet des Galvanometers beim Oeffnen des primären Stromes sich nicht immer in der Gleichgewichtslage befindet, die er ohne Einfluss desselben hätte, und so der inducirte Extrastrom in anderer Weise auf ihn wirkt als in jener. Es lässt sich indess mit Hülfe der §. 185 angeführten Formeln dennoch die Intensität der Inductionsströme aus dem Ausschlag des Magnetes berechnen [1]).

Mit Anwendung der gehörigen Vorsichtsmaassregeln ergab sich, dass **bei gleicher Intensität der angewandten Ströme die beim Oeffnen und Schliessen erhaltenen Extraströme gleiche elektromotorische Kraft besitzen.**

---

[1]) Ist eine unter Einfluss der Dämpfung schwingende Nadel um x_0 Grade aus ihrer Gleichgewichtslage abgelenkt durch einen constanten Strom, und trifft sie nun ein Inductionsstrom, der sie um u Grade aus der Gleichgewichtslage entfernt, so ist die Geschwindigkeit v, welche ihr der Inductionsstrom ertheilt hat und die seine Intensität misst, eben so gross, wie wenn die Nadel von einem jenseits der Gleichgewichtslage befindlichen Punkt u_1 gekommen wäre, von dem aus sie, ohne Einwirkung fremder Kräfte schwingend, denselben Ausschlag u erreicht hätte. Zählen wir hierbei die Zeit t von dem Ausschlag $x = u_1$ an, so ist für $t = o$, $x = u_1$ und $\frac{dx}{dt} = o$; dann ergiebt sich aus der Gleichung 1, §. 169:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + n^2x + 2\varepsilon\frac{dx}{dt} = o,$$

$$x = u_1 e^{-\varepsilon t}\left(\frac{\varepsilon}{\sqrt{n^2-\varepsilon^2}} \sin \sqrt{n^2-\varepsilon^2}\, t + \cos \sqrt{n^2-\varepsilon^2}\, t\right) \ldots\ldots (1)$$

und

$$\frac{dx}{dt} = \frac{u_1 n^2}{\sqrt{n^2-\varepsilon^2}} e^{-\varepsilon t} \sin \sqrt{n^2-\varepsilon^2}\, t \ldots\ldots\ldots\ldots (2)$$

Ist T_1 die Zeit einer Schwingung unter Einfluss der Dämpfung, so ist

$$u_1 = u e^{\varepsilon T_1}$$

und

$$\sqrt{n^2-\varepsilon^2} \,.\, T_1 = \pi$$

(Gleichung 4, §. 169). Bei Einführung dieser Werthe folgt aus (1) und (2):

$$\frac{dx}{dt} = \varepsilon x \pm e^{-\varepsilon t}\sqrt{u e^{\varepsilon T_1} - \frac{x^2 n^2}{T_1^2} e^{2\varepsilon t}} \ldots\ldots\ldots (3)$$

Die Werthe T_1 und u lassen sich experimentell bestimmen, also auch u_1 und $\sqrt{n^2 - \varepsilon^2}$. Ist das logarithmische Decrement der Schwingungen der Nadel λ, so ist

$$\lambda = \varepsilon T_1$$

(Gleichung 6, §. 169), wodurch auch ε gegeben ist. Führen wir diese Werthe in Gleichung (1) ein und setzen statt x den Werth x_0, so lässt sich die Zeit $t = t_0$ berechnen, in der die vom Ausschlag $x = u_1$ aus schwingende Nadel den Ausschlag x_0 erreichen würde. Werden nun t_0 und x_0 statt t und x in Gleichung (3) eingeführt, so erhält man die Geschwindigkeit $\frac{dx_0}{dt}$, welche die Nadel durch den Inductionsstoss erhalten hat, und die die Intensität des Inductionsstromes misst.

Die etwaigen Unterschiede zwischen der Theorie und Beobachtung ergeben sich aus den durch die Polarisation in der Säule hervorgebrachten Aenderungen der Stromintensität.

Es ist ferner die elektromotorische Kraft E_1 des Extrastromes der Intensität I des primären Stromes direct proportional, wie dies auch folgende Tabelle ergiebt:

I	33,8	42,1	44,8	46,0	51,9	52,8
E_1 gef.	6,93	9,20	9,61	9,84	11,08	11,58
E_1 ber.	7,32	9,12	9,71	9,97	11,24	11,44
I	54,2	54,7	80,3	83,1	108,4	113,6
E_1 gef.	12,3	12,0	17,45	17,55	23,76	25,09
E_1 ber.	11,74	11,85	17,40	18,00	23,49	24,61

Aendert man die Intensität des inducirenden Stromes dadurch, dass man vermittelst eines einfachen Einschaltungsapparates plötzlich grössere oder geringere Drathlängen in den Stromzweig dSe einführt, so sind auch hierbei die erhaltenen Extraströme der jedesmaligen Aenderung der Stromintensität direct proportional.

Durch eine ganz analoge Methode ist Rijke[1]) zu demselben Resultat gekommen. Da die Abnahme der Stromintensität während der Schliessung des primären Stromes in Folge der Polarisation stets den Oeffnungsstrom zu klein erscheinen lässt, so schloss Rijke die Säule nach der Lostrennung von der Verbindung mit der den Extrastrom gebenden Spirale stets mittelst eines geeigneten Commutators durch einen Drath von gleichem Widerstand wie der ihrer vorherigen Schliessung, und verband sie dann erst wieder zur Beobachtung des Schliessungsextrastromes mit letzterem.

Zur Messung der Intensität der Ströme diente ihm ein Ruhmkorff'sches Spiegelgalvanometer, welches dem Fig. 133, §. 181 gezeichneten ganz ähnlich ist. Die Ausschläge a seines Magnetes durch die Extraströme betrugen bei abwechselnder Richtung des primären Stromes:

1. beim Oeffnungsextrsstrom . . $a = 18,74$ und 18,8 (Mittel 18,77)
2. beim Schliessungsextrastrom . $a = 18,56$ und 19,06 (Mittel 18,81)

Die Gleichheit der Intensität beider Ströme ist also bewiesen.

590 Dasselbe Resultat erhielt Rijke, als er in die Inductionsspirale ein Bündel Eisendräthe (von einem Ruhmkorff'schen Inductionsapparat) einlegte. Die Ablenkungen betrugen

1. beim Oeffnungsextrastrom . . $a = 31,33$ und 31,73 (Mittel 31,53)
2. beim Schliessungsextrastrom . $a = 31,36$ und 34,75 (Mittel 31,545)

Also auch beim Einlegen von Eisenkernen in die Inductionsspiralen

[1]) Rijke, Pogg. Ann. Bd. CII, S. 481. 1857.

sind die elektromotorischen Kräfte einander gleich, welche beim Oeffnen und Schliessen des dieselben durchlaufenden Stromes inducirt werden.

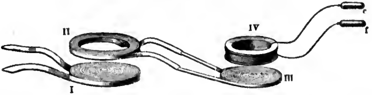
Den weiteren Einfluss der Extraströme auf das Entstehen und Vergehen der galvanischen Ströme werden wir in dem Capitel III. der Induction „Einfluss der inducirten Ströme auf die Zeitdauer des Entstehens und Verschwindens der Ströme“ näher behandeln [1]).

VI. Inducirte Ströme höherer Ordnung.

Wie ein dauernder galvanischer Strom bei Aenderungen seiner Intensität Inductionsströme erzeugen kann, so vermag auch wiederum ein Inductionsstrom bei seinem Entstehen und Vergehen in benachbarten Leitern neue Inductionsströme zu erzeugen. 591

Legt man eine Reihe von Bandspiralen in der Fig. 264 gezeichneten

Fig. 264.



Ordnung auf- und nebeneinander, so kann man beobachten, dass beim Schliessen oder Oeffnen des die Spirale I durchfliessenden Stromes nicht nur der mit den Enden der Spirale II verbundene menschliche Körper eine Erschütterung erhält, sondern dass auch, wenn man die Enden der Spirale II mit denen der Spirale III verbindet, in der über letztere gelegten Spirale IV ein Inductionsstrom erregt wird, welcher physiologische Wirkungen hervorbringen kann. Wird die Spirale IV noch weiter mit einer Spirale V verbunden, so zeigen die physiologischen Wirkungen auch noch einen in der auf sie gelegten Spirale VI inducirten Strom an.

Wir bezeichnen hierbei den durch den ursprünglichen Strom inducirten Inductionsstrom als Inductionsstrom erster Ordnung, den durch letzteren inducirten Strom als Inductionsstrom zweiter Ordnung u. s. f. Andere Physiker bezeichnen den ursprünglichen Strom als primären, die Inductionsströme der Reihe nach als secundären, tertiären Strom u. s. f. [2]).

Jeder dieser Ströme besteht aus zwei auf einander folgenden Theilen, aus dem beim Entstehen und dem beim Vergehen des vorhergehenden Stro- 592

[1]) P. Carl hat sich bemüht, das Vorhandensein eines Extrastromes in Abrede zu stellen. Vergl. seine Originalabhandlung „Ueber das Nichtvorhandensein eines Extrastromes“. München 1861.* — [2]) Henry, Pogg. Ann. Ergänzungsband I, S. 296. 1842.*

mes niederer Ordnung inducirten Strom, von dem der erste diesem Strome entgegengerichtet, der andere ihm gleichgerichtet ist.

Man kann sich von der Richtigkeit dieses von Henry zuerst aufgestellten Satzes auf verschiedene Weise überzeugen.

Man unterbricht durch ein Zahnrad den Schliessungskreis eines eine inducirende Spirale durchlaufenden Stromes. Hierdurch werden abwechselnd gerichtete Schliessungs- und Oeffnungsinductionsströme in einer, die erstere Spirale umgebenden Inductionsspirale erzeugt. Von diesen Inductionsströmen leitet man vermittelst des §. 245 beschriebenen Disjunctors nur die einen oder die anderen durch eine dritte Spirale. Legt man nun auf die dritte Spirale eine mit dem Galvanometer verbundene vierte Spirale, so entstehen in derselben Inductionsströme zweiter Ordnung. Diese lenken wegen ihrer abwechselnden Richtung die Nadel des Galvanometers, wenn sie auf Null steht, kaum ab [1]). Steht dann die Nadel des Galvanometers nicht genau parallel den Windungen des Multiplicators desselben, so schlägt sie nach Abria [2]) in der Richtung ihres ersten Ausschlages weiter aus, welches auch der Sinn desselben sei. Dieses Phänomen der doppelsinnigen Ablenkung ist aber nach Poggendorff's Untersuchungen (§. 210) ein deutlicher Beweis von der abwechselnden Richtung der durch das Galvanometer fliessenden Ströme.

593 Leitet man die Ströme höherer Ordnung durch ein mit verdünnter Schwefelsäure gefülltes Voltameter, so erhält man nach Verdet [3]) an beiden Platinelektroden beide Gase, Sauerstoff und Wasserstoff, und zugleich beobachtet man die Desaggregation des Platins (Thl. I, §. 184). Die Quantitäten der Gase und ihr Verhältniss zu einander ist indess durch die secundären Einflüsse, z. B. Wiedervereinigung der an derselben Elektrode entwickelten Gase u. s. f., bei verschiedenen Versuchen sehr unbeständig.

Beim Einlegen von Eisencylindern ist die elektrolytische Wirkung dieser Ströme weit bedeutender.

Dieselben Erscheinungen kann man vermittelst eines Ruhmkorff'schen Apparates (s. weiter unten) erhalten, dessen inducirte Spirale man mit den Elektroden eines Voltameters verbindet. Es erscheinen dann wiederum beim Oeffnen und Schliessen des inducirenden Stromes an denselben abwechselnd beide Gase. Unterbricht man aber den Schliessungskreis des inducirten Stromes an einer Stelle, so vermag nur der beim Oeffnen inducirte Strom, in dem dieselbe Elektricitätsmenge, wie im Schliessungsstrom, aber in kürzerer Zeit, also in grösserer Dichtigkeit inducirt ist, an dieser Stelle die Luft in einem Funken zu durchbrechen, und die Zersetzung geschieht polar. Die an den Elektroden abgeschiedenen Gase zeigen, dass der Inductionsstrom die gleiche Richtung wie der in-

[1]) Henry, Pogg. Ann. Bd. LIV, S. 94. 1841. — [2]) Abria, Ann. de Chim. et de Phys. [3.] T. VII, p. 486. 1843.* — [3]) Verdet, Ann. de Chim. et de Phys. [3.] T. XXIX, p. 501. 1850.*

ducirende Strom hat. — Leitet man den Inductionsstrom des Ruhmkorff'schen Apparates, ohne eine Unterbrechung anzubringen, durch die eine Drathlage A einer mit zwei Dräthen umwundenen Spirale, so bildet sich in der zweiten Drathlage B derselben der doppelt gerichtete tertiäre Strom, der beim Hindurchleiten durch ein Voltameter wieder an jeder Elektrode beide Gase abscheidet. Wird indess sein Schliessungkreis unterbrochen, so dass nur der eine kürzere Zeit dauernde dichtere Theil dieses Stromes durch einen Funken an der Unterbrechungsstelle sich ausgleichen kann, so wird die Zersetzung wiederum polar und zeigt an, dass jener Theil des Stromes dem secundären entgegengerichtet ist.

Aehnliche Resultate hat Masson erhalten, indem er durch den Inductionsstrom des Ruhmkorff'schen Apparates einen Condensator lud, und denselben dann durch eine auf eine Glasplatte geklebte flache Drathspirale entlud. Der letzteren war eine eben solche Spirale gegenübergestellt, in der bei jeder Entladung des Condensators ein doppelt gerichteter Inductionsstrom inducirt wird, welcher das Phänomen der doppelsinnigen Ablenkung der Galvanometernadel, die gleichzeitige Abscheidung der beiden Gase an den Elektroden des Voltameters u. s. f. zeigt, von dem bei Unterbrechung seiner Schliessung durch ein Funkenmikrometer aber nur der dem inducirenden Strome gleichgerichtete Strom zwischen den Kugeln desselben übergeht. Die Ströme dritter und vierter Ordnung geben dieselben Resultate, die durch das Funkenmikrometer hindurchgehenden Theile derselben sind stets der Richtung des nächst niederen Stromes entgegengesetzt.

Man hat auch versucht, die Richtung der inducirten Ströme höherer 594
Ordnung in der Weise zu bestimmen, dass man sie durch einen kleinen Apparat, den sogenannten Indicator, leitete. Derselbe besteht aus einer Drathspirale, in welche man Stahlnadeln einlegt. Die Richtung der Magnetisirung der letzteren durch die durch die Spirale geleiteten Inductionsströme, welche man durch Annähern der Nadel an die Pole einer Magnetnadel bestimmen kann, sollte dann auch die Richtung der magnetisirenden Inductionsströme angeben.

Wird die Richtung des inducirenden Stromes mit + bezeichnet, so ergiebt sich in dieser Weise die scheinbare Richtung der Ströme höherer Ordnung wie folgt:

	beim Oeffnen des primären Stromes	beim Schliessen des primären Stromes
Die Richtung des inducirenden Stromes	+	+
Die Richtung des inducirten Stromes		
erster Ordnung	+	—
zweiter Ordnung	—	+
dritter Ordnung	+	—
vierter Ordnung	—	+
fünfter Ordnung	+	—

Es wechselt also hiernach scheinbar die Richtung der Inductionsströme höherer Ordnung [1]).

Nach Abria [2]) würde, wenn man eine Reihe von Spiralen nacheinander zur Erzeugung von Strömen höherer Ordnung henutzt und nun das Verhältniss der Inductionsströme zweier aufeinander folgender Ordnungen durch Magnetisirung von Stahlnadeln vergleicht, dasselbe nahezu constant bleiben zwischen den Strömen zweiter und erster, dritter und zweiter Ordnung.

595 Wenn jeder Inductionsstrom höherer Ordnung aus zwei ganz gleichen und gleich verlaufenden einander entgegengesetzten, beim Entstehen und Vergehen des nächst niederen Stromes inducirten Strömen bestände, so würde doch eine Stahlnadel, welche der Wirkung beider Partialströme nach einander ausgesetzt wäre, im Sinne des zuletzt wirkenden Stromes magnetisirt erscheinen, da zum Umkehren ihres, durch den ersten Partialstrom erzeugten Magnetismus ein schwächerer Gegenstrom erforderlich ist, als zum Magnetisiren (vergl. Thl. II, §. 276). — Ausserdem kann aber bei gleicher Gesammtintensität die Zeitdauer der beiden Inductionsströme sehr verschieden sein, aus denen die Ströme höherer Ordnung bestehen, indem der nächst niedere Strom mit einer anderen Geschwindigkeit entstehen kann, als die ist, mit der er verschwindet. Dann ist schon von vornherein die magnetische Wirkung der Partialströme verschieden, indem der Strom, welcher bei gleicher Gesammtintensität kürzere Zeit dauert, also in einer gegebenen Zeit eine grössere Intensität besitzt, die Stahlnadeln stärker magnetisirt (siehe das Capitel „Einfluss der Dauer der Inductionsströme auf ihre Wirkungen").

Es geben hiernach die Versuche über die Magnetisirung von Stahlnadeln durch die Inductionsströme höherer Ordnung durchaus keinen Anhaltspunkt für die Bestimmung ihrer Richtung.

596 Leitet man die Ströme in der primären inducirenden Spirale, sowie die tertiären Ströme, durch einen Disjunctor zum Galvanometer, so dass in demselben nur die beim Oeffnen der primären Spirale inducirten Ströme circuliren können, während die die secundären Ströme leitende Spirale in sich geschlossen ist, so zeigt der einseitige Ausschlag der Nadel nur eine dem inducirenden Strome entgegen gerichtete, negative Reihe von Inductionsströmen an, da wohl der Uebergang der positiven Inductionsströme grossentheils wegen ihrer geringeren Dichtigkeit an den Federn des Disjunctors gehemmt wird. Fängt man nur die beim Schliessen der primären Spirale inducirten tertiären Ströme auf, so zeigt das Galvanometer eine überwiegende Wirkung der positiven Inductionsströme an [3]).

In Betreff der ferneren Erscheinungen bei den Strömen höherer Ordnung siehe das Capitel „Ueber den Einfluss der Dauer der Inductionsströme auf ihre Wirkungen".

---

[1]) Henry, l. c. — [2]) Abria, Ann. de Chim. et de Phys. T. III, p. 59. 1841.* — [3]) Abria, Ann. de Chim. et de Phys. [3.] T. VII, p. 487. 1843.*

VII. Mathematische Theorie der in linearen Leitern inducirten Ströme.

Die Gesetze der Induction sind auf mathematischem Wege namentlich von Neumann und Weber abgeleitet worden. 597

Neumann[1]) geht dabei wesentlich von den §§. 555 und folgende angegebenen Resultaten aus, zu denen das Lenz'sche Gesetz hinzukommt. Wird ein vom Strom durchflossener Leiter A in der Nähe eines zweiten Leiters B mit der Geschwindigkeit v bewegt, so wird nach diesem Gesetz der in B inducirte Strom auf A so wirken, dass er ihm einen, seiner Bewegung entgegengesetzten Antrieb ertheilt. Wird dieser Antrieb, welchen jedes Element Ds des inducirten Leiters B auf jedes Element $D\sigma$ des inducirenden A ausübt, während ersterer von einem Strom von der Intensität Eins durchflossen wäre, nach der Bewegungsrichtung des Elementes $D\sigma$ zerlegt und der erhaltene Werth gleich $\gamma \,.\, Ds \,.\, D\sigma$ gesetzt, so würde hiernach die einfachste Annahme sein, dass die in jedem Element Ds des inducirten Leiters B inducirte elektromotorische Kraft

$$E\, Ds = -\, \varepsilon v \gamma\, Ds\, D\sigma$$

ist. In diesem Ausdruck ist nach den Versuchen von Lenz, Faraday, Felici u. A. ε eine von dem Stoff und dem Querschnitt des indncirten Leiters unabhängige Constante, deren Werth mit der von Beginn der Wirkung der inducirenden Kraft verlaufenden Zeit sehr schnell abnimmt, so dass man wenigstens in linearen Leitern die Induction als momentan betrachten kann. Die elektrodynamische Wirkung γ ist hierbei in dem §. 19 erwähnten elektrodynamischen Maass gemessen, nach welchem zwei parallele, auf ihrer Verbindungslinie verticale Elemente in der Einheit der Entfernung sich mit der Kraft Eins anziehen, wenn beide von Strömen von der Intensität Eins durchflossen werden.

Bezeichnet Γ die über alle Elemente Ds des inducirten Stromkreises ausgedehnte auf ein Element $D\sigma$ des inducirenden Stromes ausgeübte und nach der Bewegungsrichtung von $D\sigma$ zerlegte elektrodynamische Gegenwirkung, welche statthätte, wenn der inducirte Stromkreis von einem Strom von der Intensität Eins durchflossen wäre, so wird der in dem Zeitelement dt in dem ganzen inducirten Kreise erzeugte Strom nach dem Ohm'schen Gesetz die Intensität 598

$$D = -\, \varepsilon \lambda\, dt\, \Sigma\, v \Gamma\, D\sigma \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

haben, wo das Zeichen Σ die Integration über alle Elemente $D\sigma$ des inducirenden Stromkreises andeutet und λ den umgekehrten Werth des Widerstandes des Schliessungskreises des inducirten Stromes bezeichnet. Eigentlich gilt das Ohm'sche Gesetz nur für einen stationären Znstand der elektrischen Strömung, welche in der That in dem vorliegenden Falle

[1]) Neumann, Abhandl. der Berliner Academie 1845. S. 1.* und 1847. S. 1.*

nicht stattfindet, da E sich mit der Zeit ändert. Neumann hat indess gezeigt, dass wenn diese Aenderung mit einer Geschwindigkeit vor sich geht, welche im Verhältniss zur Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Elektricität klein ist, der obige Satz dennoch zur Geltung kommen kann.

Bewegt sich der inducirende Leiter von der Zeit t_0 bis zur Zeit t_1, so ist dann die gesammte Intensität des in dieser Zeit inducirten Stromes

$$I = -\varepsilon\lambda \int_{t_0}^{t_1} dt\, \Sigma\, v\, \Gamma D\sigma. \quad \ldots \quad (2)$$

Bezeichnen wir den in dem Zeitelement dt zurückgelegten Weg mit dw, die Orte, an denen sich der inducirende Leiter zu den Zeiten t_0 und t_1 befindet, mit w_0 und w_1, so ist die Geschwindigkeit $v = \frac{dw}{dt}$ und die Ausdrücke 1 und 2 ändern sich um in

$$D = -\varepsilon\lambda\Sigma\Gamma dw D\sigma; \qquad I = -\varepsilon\lambda \int_{w_0}^{w_1} \Sigma\Gamma\, dw\, D\sigma. \quad (3)$$

Bezeichnet man die Componenten der elektrodynamischen Wirkung des von dem Strom Eins durchflossenen inducirten Leiters B anf das von dem Strom durchflossene Element $D\sigma$ mit $X\,Y\,Z$; sind die Coordinaten von $dw = \xi, \eta, \zeta$, so ist auch:

$$D = -\varepsilon\lambda\Sigma\,(X d\xi + Y d\eta + Z d\zeta)\, D\sigma\,. \quad \ldots \quad (4)$$

$$I = -\varepsilon\lambda \int_{w_0}^{w_1} \Sigma\,(X d\xi + Y d\eta + Z d\zeta)\, D\sigma. \quad \ldots \quad (5)$$

Den Ausdruck D bezeichnet Neumann mit dem Namen des Differentialstromes; den Ausdruck I mit dem des Integralstromes. — Beide Ströme sind von der Geschwindigkeit der Bewegung des inducirenden Leiters unabhängig, und nur von der Lage und Länge des von ihm durchlaufenen Weges bedingt.

599 Würden wir den inducirenden Strom in gleicher Intensität wie vorher durch A, so jetzt durch den inducirten Drathkreis B leiten, und denselben gegen Leiter A, in welchem jetzt kein Strom fliesst, genau in gleicher Weise hinbewegen, wie vorher A gegen B, so wäre, wenn beide Leiter in sich geschlossen sind, die jetzt in A inducirte elektromotorische Kraft dieselbe, wie die vorher in B inducirte, da offenbar die elektrodynamische Gegenwirkung und ebenso die inducirende Kraft zwischen je zwei Elementen Ds und $D\sigma$ dieselbe bleibt wie vorher. Die Intensitäten der in beiden Fällen inducirten Ströme werden sich umgekehrt wie die Widerstände von A und B verhalten.

Ebenso ist es gleichgültig, ob der vom Strom durchflossene Leiter A gegen den nicht vom Strom durchflossenen Leiter B, oder ob B in

entgegengesetzter Richtung bewegt wird, und A ruht. Denn denken wir während der Bewegung von A gegen B den Raum bewegt, welcher beide Leiter enthält, so kann hierdurch keine Inductionswirkung zwischen den Leitern entstehen. Wird diese letztere Bewegung so angeordnet, dass dadurch A absolut in Ruhe bleibt, so bleibt nur noch die der früheren Bewegung von A entgegengesetzte Bewegung von B übrig; welche jene Bewegung von A völlig in ihrer Wirkung ersetzt. — Für nicht geschlossene Leiter gelten diese Sätze nur unter gewissen Beschränkungen, wenn der ganze Kreis des inducirten Stromes dabei seine Länge nicht ändert (vgl. §. 602).

Für die Induction eines Stromes in einem geschlossenen Stromkreise 600
durch die Bewegung eines Magnetpoles kann man immer den Magnetpol ruhend denken und dem Leiter die entgegengesetzte Bewegung ertheilen und umgekehrt. Man kann dann den Magnetpol durch ein Solenoid ersetzt denken, dessen eines Ende in der Unendlichkeit liegt, das andere mit dem Magnetpol zusammenfällt.

Die elektrodynamische Wirkung eines solchen Solenoides auf ein Stromelement ist durchaus nur abhängig von der Lage seines Endes. Seine Wirkung auf einen geschlossenen Leiter ist nur eine anziehende oder abstossende; dagegen kann dieselbe keine Rotation des geschlossenen Leiters verursachen (vergl. §. 104).

Hat daher der in sich geschlossene Leiter um den Magnet- oder Solenoidpol nur eine rotatorische Bewegung, so kann in ihm kein inducirter Strom entstehen. — Ist das Solenoid begrenzt, oder hat der Magnet zwei Pole, so wird ebenso kein inducirter Strom in dem geschlossenen Leiter entstehen, wenn sich derselbe um eine, durch beide Pole gelegte Drehungsaxe dreht.

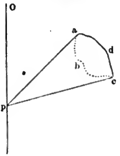
Hat dagegen der geschlossene Leiter eine fortschreitende Bewegung bei welcher alle seine Elemente sich selbst parallel bleiben, so wird in ihm ein Strom inducirt, der durch die oben gegebenen Formeln dargestellt wird, wenn man in ihnen $\Gamma\, Ds\, D\sigma$ durch die elektromagnetischen Kräfte ersetzt, welche von dem Magnetpole auf alle einzelnen Elemente des geschlossenen Leiters ausgeübt werden, wenn der Leiter von einem Strom von der Intensität Eins durchflossen wäre. — Sind also die Coordinaten des Poles ξ, η, ζ, seine relativen Verschiebungen gegen den Leiter $d\xi$, $d\eta, d\zeta$, ist sein Magnetismus μ; sind die von ihm auf jedes, vom Strom Eins durchflossene Element des geschlossenen Leiters ausgeübten elektromagnetischen Wirkungen $X\mu$, $Y\mu$, $Z\mu$, so erhalten wir den in dem geschlossenen Leiter inducirten Integralstrom bei der Bewegung des Poles auf dem Wege $w_1 - w_0$:

$$I = -\,\varepsilon\mu\lambda \int_{w_0}^{w_1} \Sigma\,(X d\xi + Y d\eta + Z d\zeta)\, D\sigma \quad \ldots \quad (1)$$

Bei einem nicht in sich geschlossenen bewegten Leiterstück ge- 601
stalten sich die Verhältnisse anders. Ist z. B. adc, Fig. 265 a. f. S., ein

solches Leiterstück, so wird auf dasselbe durch den benachbarten Pol P eines Solenoids oder Magnets sowohl ein translatorischer als auch in Bezug auf P als Drehungsmittelpunkt ein rotatorischer Bewegungsantrieb ausgeübt, wenn man durch dasselbe einen Strom leitet.

Fig. 265.



Es wird also durch die beiden Bewegungen vor dem ruhenden Pol in adc ein Strom inducirt. Der durch die translatorische Bewegung inducirte Strom berechnet sich nach den oben gegebenen Formeln; der durch die rotatorische Bewegung inducirte ist indess nur von der Lage der Endpunkte a und c des bewegten Leiterstückes abhängig. Denken wir uns durch adc einen Strom von der Intensität Eins geleitet, und nennen die Winkel, welche die Linien Pa und Pc mit der durch P gelegten Drehungsaxe OP machen, φ_1 und ψ_1, so ist nach §. 104 der von P ausgehende, auf adc ausgeübte elektromagnetische rotatorische Antrieb, wenn der Magnetismus des Poles μ ist:

$$\mu\,(\cos\varphi_1 - \cos\psi_1).$$

Wird daher das Leiterstück adc um den Pol P um einen kleinen Winkel $d\varrho$ gedreht, so ist der in demselben inducirte Differentialstrom:

$$D = -\,\varepsilon\mu\lambda\,(\cos\varphi_1 - \cos\psi_1)\,d\varrho.$$

Sind die Winkel, welche die Drehungsaxe mit den Coordinatenaxen macht, gleich λ, μ, ν; sind die Coordinaten des Poles ξ, η, ζ, die eines Elementes des Leiters adc gleich xyz, ist der Abstand des Poles und Elementes gleich ϱ, so ist auch:

$$D = -\,\varepsilon\mu\lambda\left(\left[\cos\lambda\,\frac{x-\xi}{\varrho}\right] + \left[\cos\mu\,\frac{y-\eta}{\varrho}\right] + \left[\cos\nu\,\frac{z-\zeta}{\varrho}\right]\right).$$

Die eckigen Klammern deuten an, dass die in ihnen befindlichen Ausdrücke stets die Differenzen der Werthe angeben, welche sie annehmen, wenn man in ihnen für x, y, z und ϱ die für die beiden Endpunkte des Leiters gültigen Werthe einsetzt.

Ist statt eines einzelnen Poles P ein Magnet mit zwei Polen P und Q gegeben, um dessen Axe sich der Leiter adc dreht, und sind die Winkel zwischen der Axe und den nach a und c von P und Q gezogenen Linien resp. φ_I, φ_{II}, ψ_I, ψ_{II}, so wird der bei der Drehung des Leiters um den Winkel $d\varrho$ inducirte Differentialstrom:

$$D = -\,\varepsilon\mu\lambda\,[(\cos\varphi_I - \cos\psi_I) - (\cos\varphi_{II} - \cos\psi_{II})]\,d\varrho.$$

602 Bei der Induction von Strömen in einem nicht in sich geschlossenen Leiter durch einen Solenoid- oder Magnetpol kann man nicht ohne Weiteres für die Bewegung jenes Leiters die entgegengesetzte Bewegung des Poles substituiren. Denn sind z. B. die Enden des beweglichen Leiter-

stückes adc durch den ruhenden Schliessungsdrath abc verbunden, in welchem sich der in adc inducirte Strom ausgleicht, so würde, wenn man den Pol an Stelle des Leiterstückes adc bewegt, auch in dem ruhenden Theil abc ein Strom inducirt. Sollte dies nicht stattfinden, so muss der ruhende Theil abc mit dem Pol fest verbunden sein, so dass er bei der Bewegung des letzteren seine relative Lage gegen ihn beibehält. Nur in diesem speciellen Fall ist die Vertauschung der Bewegungen gestattet. — Dasselbe gilt, wenn die Induction statt durch einen Magnetpol durch einen in sich geschlossenen Stromkreis bewirkt wird.

Wird in dem so eben betrachteten Falle an Stelle des ungeschlossenen Leiters der Magnetpol bewegt, so wird sowohl durch die rotatorische als auch durch die translatorische Bewegung desselben in Bezug auf den Leiter in letzterem ein Strom inducirt. Denkt man sich hierbei durch den Pol eine feste Linie gezogen, welche sich bei seiner rotatorischen Bewegung um den Leiter sich selbst parallel im Raum verschiebt, so wird der Pol bei seiner Bewegung um diese feste Liuie eine Drehung annehmen. Er wird also auch, wenn wir diese feste Linie als Drehungsaxe ansehen, bei der Drehung des Poles um sich selbst in dem ruhenden ungeschlossenen Leiter einen Strom induciren. (Vergl. indess §. 573).

Nach §. 139 lassen sich die Componenten XYZ der Wirkung eines 603
geschlossenen Stromes S von der Intensität Eins auf einen Magnetpol P von dem magnetischen Fluidum Eins, (welcher also dem Ende eines unendlich langen Solenoids entspricht, dessen Elementarströme den Flächenraum Eins und die Intensität Eins haben) als die partiellen Differentialquotienten der Potentialfunction des ersteren in Bezug auf den letzteren darstellen. Diese Potentialfunction V ist gegeben durch Oeffnung eines Kegels, dessen Spitze in P liegt und dessen Basis die Peripherie des Stromes S ist.

Sind wie in §. 600 die Coordinaten von P gleich ξ, η, ζ, so ist:

$$X = \frac{dV}{d\xi},\ Y = \frac{dV}{d\eta},\ Z = \frac{dV}{d\zeta}.$$

Führen wir diese Werthe in die Gleichung 1 §. 600 für den durch die Bewegung des Poles in dem geschlossenen Leiter inducirten Integralstrom ein, so erhalten wir:

$$I = -\varepsilon\mu\lambda \int_{w_0}^{w_1} \left\{ \frac{dV}{d\xi}\, d\xi + \frac{dV}{d\eta}\, d\eta + \frac{dV}{d\zeta}\, d\zeta \right\}.$$

Der unter dem Integralzeichen stehende Werth ist ein vollständiges Differential. Bezeichnen wir seine Werthe für den Anfangs- und Endpunkt des Weges des Poles mit V_0 und V_1, so ist:

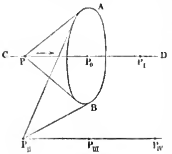
$$I = -\varepsilon\mu\lambda\,(V_1 - V_0).$$

Es ist also die in dem geschlossenen Leiter durch die Bewegung des Magnetpoles inducirte elektromotorische Kraft proportional dem Magne-

tismus des Poles und der Differenz der Potentialfunctionen des letzteren in Bezug auf den ersteren am Anfang und Ende der Bewegung.

604 Die Oeffnung des Kegels, dessen Spitze der Magnetpol, dessen Basis der geschlossene Strom ist, und welche vor und nach der Bewegung des ersteren die betreffenden Potentialfunctionen V_0 und V_1 darstellt, muss so bestimmt werden, dass wir unter Beibehaltung derselben Bewegungsrichtung des Poles auch eine gleichartige Aenderung der Kegelöffnung wahrnehmen. Nehmen wir der Einfachheit halber den geschlossenen Strom AB (Fig. 266) als eben an, und schreitet der Pol P auf der gegen AB verticalen Linie CD von P gegen einen innerhalb AB gelegenen Punkt P_0 vor, so wächst allmälig die Oeffnung des Kegels APB bis zu 2π und diese Zunahme dauert fort, wenn P über die Ebene von AB fortschreitet bis zu einem Punkte P_I, der die entsprechende Lage wie P hat. In diesem Punkt hat der Kegel eine durch den Werth $4\pi - APB$ dargestellte Oeffnung. Geht dagegen der Pol auf einer die Ebene AB ausserhalb des Stromkreises schneidenden Linie von P_{II} aus fort, so nimmt im Gegentheil die Kegelöffnung $AP_{II}B$ bis Null ab, wenn der Pol bis zu dem in der Ebene AB liegenden Punkt P_{III} gelangt, und wird negativ, bis sie in dem Punkt P_{IV}, welcher die der Lage P_{II} entsprechende Lage auf der anderen Seite der Stromesebene besitzt, den Werth $- AP_{II}B$ hat. Kehrt dann der Punkt ausserhalb AB nach P_{II} zurück, so wechselt die Kegelöffnung wieder das Zeichen und wird wiederum $AP_{II}B$. Schreitet daher der Pol ausserhalb AB von P zu einem Punkt auf der anderen Seite von AB fort und kehrt dann ausserhalb AB nach P zurück, so ist die Potentialfunction V_0 und V_1 am Anfang und Ende der Bewegung dieselbe, und die Intensität des gesammten bei dieser Bewegung inducirten Stromes gleich Null.

Fig. 266.



Geht dagegen der Pol durch das Innere von AB von P aus zu einem Punkt auf der anderen Seite, und kehrt dann ausserhalb AB nach P zurück, so erhält die Potentialfunction, deren Werth am Anfang der Bewegung $APB = V_0$ war, am Ende derselben den Werth:

$$V_1 = -(4\pi - V_0) = V_0 + 4\pi.$$

Der Inductionsstrom ist in diesem Falle:

$$I = -4\varepsilon\mu\lambda\pi.$$

Geht auf diese Weise der Pol $p$mal von der positiven zur negativen,

*n*mal von der negativen zur positiven Seite durch das Innere des geschlossenen Stromes hinüber, so ist der Inductionsstrom:

$$I = -4\,(n-p)\,\varepsilon\mu\lambda\pi.$$

Beschreibt also ein Magnetpol eine geschlossene Curve vor einem geschlossenen Stromkreise, so kann dadurch nur ein Integralstrom inducirt werden, wenn derselbe bei seiner Bewegung wenigstens einmal durch den inneren Raum des Stromkreises hindurchgeht, nicht aber, wenn er nur ausserhalb desselben seine geschlossene Bahn durchläuft.

Es ist von vornherein klar, dass die elektromotorische Kraft der In- 605
duction nur von der Aenderung der Potentialfunction V selbst abhängt, nicht aber von der Ursache dieser Aenderung. Wenn dieselbe daher durch ein anderes Mittel als durch die Bewegung des Magnetpoles oder, was dasselbe ist, durch die entgegengesetzte Bewegung des geschlossenen Leiters hervorgebracht wird, so ist die Induction dieselbe wie vorher. — Bleibt daher der Magnetpol in Ruhe, ändert sich aber sein Magnetismus, so wird auch hier die inducirende Wirkung auf den geschlossenen Leiter der Differenz der Potentialfunctionen des Magnetes in Bezug auf den Leiter vor und nach der Aenderung entsprechen. Entsteht plötzlich in der Nähe des Leiters ein Magnetpol, so wird die Aenderung der Potentialfunction dieselbe sein, als wenn der Magnetpol aus unendlicher Entfernung mit gleichbleibender Magnetisirung bis zu der betreffenden Stelle zu dem Leiter hinbewegt worden wäre.

Ist nicht ein einzelner Magnetpol gegeben, sondern ein ganzer Magnet, so kann man nach den in §. 226 und folgende entwickelten Grundsätzen seine Wirkung nach aussen immer darstellen, indem man sich auf seiner Oberfläche nördliches und südliches magnetisches Fluidum nach gewissen Gesetzen angeordnet denkt. — Es gelten dann die oben entwickelten Gesetze auch für einen solchen Magnet. Ist also $d\omega$ ein Element der Oberfläche des Magnetes, $\mu\,d\omega$ das ihm zukommende Fluidum, so wird die Intensität des durch den ganzen Magnet in dem geschlossenen Leiter inducirten Stromes:

$$I = -\varepsilon\lambda\Sigma\mu\,(V_1 - V_0)\,d\omega.$$

Den Werth $\Sigma\mu V d\omega$ bezeichnet Neumann mit dem Namen „Potential des Leiters in Bezug auf den ganzen Magnet oder des Magnetes in Bezug auf den Leiter".

Wäre auch hier die Induction nur durch eine Aenderung des Magnetismus des ruhenden Magnetes erzeugt, dessen Oberflächenelement vor und nach derselben die freien Magnetismen $\mu\,d\omega$ und $\mu_1\,d\omega$ enthielte, so würde:

$$I = -\varepsilon\lambda\Sigma\,(\mu_1 - \mu)\,V_0\,d\omega$$

sein.

Mit Hülfe der eben entwickelten Ausdrücke können wir auch den 606
mathematischen Ausdruck für die Induction eines Stromes in einem ge-

schlossenen Leiter B durch die Annäherung eines geschlossenen Stromes A von der Intensität i berechnen. Zerlegen wir den letzteren in eine Anzahl kleiner Molekularströme vom Flächenraum $d\omega$, so kann jeder derselben durch einen kleinen, auf ihm verticalen Magnet vom Moment $\frac{1}{2}\, i\, d\omega$ ersetzt werden (§. 99). Es sei die Länge dieser kleinen Magnete δq, wo q das vom Coordinatenanfangspunkt auf die Ebene der kleinen Ströme gefällte Loth q bezeichnet, so ist das an den Polen der Magnete angehäufte Fluidum $\pm \frac{1}{2}\, i \frac{d\omega}{\delta q}$. Ist die Potentialfunction des einen Poles dieses Magnetes in Bezug auf den inducirten Stromkreis, welcher vom Strom Eins durchflossen gedacht wird, gleich $\frac{1}{2}\, i \frac{d\omega}{\delta q}\, V$, so wird, wenn man V als Function des Lothes q betrachtet, die Potentialfunction des zweiten Poles in Bezug auf den inducirten Kreis:

$$\frac{1}{2}\, i \frac{d\omega}{\delta q} \left(V + \frac{dV}{dq}\, \delta q \right)$$

Bei der Bewegung des geschlossenen Leiters muss die inducirende Wirkung beider Pole der Differenz dieser Potentialfunctionen entsprechen. Bezeichnen wir daher wie oben den Werth der Potentialfunction V am Anfang und Ende des Weges des geschlossenen Stromes A mit V_1 und V_0, so erhalten wir bei der Summation für alle Elemente $d\omega$ den Integralstrom:

$$I = \frac{1}{2}\, \varepsilon i \lambda \sum d\omega \frac{d\,(V_1 - V_0)}{dq}.$$

Die Grösse $\frac{1}{2}\, i \sum d\omega \frac{dV}{dq}$ bezeichnet man als das Potential des geschlossenen Leiters in Bezug auf den galvanischen Strom, wobei beide Leiter von Strömen von der Intensität Eins und i durchflossen gedacht werden.

Es ist also die in einem geschlossenen Leiter durch die Bewegung eines geschlossenen Stromes oder umgekehrt inducirte elektromotorische Kraft proportional der Differenz der Potentiale beider aufeinander am Anfang und am Ende der Bewegung. Der Weg selbst, auf dem diese Bewegung vor sich geht, ist hiernach wiederum gleichgültig, da es nur auf die Anfangs- und Endlage der beiden Leiter gegeneinander ankommt. — Mit Hülfe derselben Betrachtungen, welche wir oben bei der Induction eines Stromes in einem geschlossenen Leiter durch einen Magnet angestellt haben, ersehen wir unmittelbar, dass die in einem ruhenden geschlossenen Leiter durch das plötzliche Entstehen eines galvanischen Stromes in einem benachbarten ruhenden Leiter inducirte elektromotorische Kraft ebenso gross ist, wie wenn der inducirende Leiter bei constanter Durchleitung des Stromes aus unendlicher Entfernung dem inducirten Leiter genähert worden wäre. Wir setzen dabei immer voraus, dass der indncirende Strom nicht momentan, sondern mit einer im Verhältniss zur Fortpflanznngsgeschwindigkeit der Elektricität geringen Geschwindigkeit sich herstellt.

Nach diesen Resultaten wird sich auch die Intensität der Extraströme berechnen lassen. Bezeichnet nämlich I die Intensität des primären Stromes, und ändert sich dieselbe in der Zeit dt um dI, ist ferner das Potential der inducirenden Spirale auf sich selbst, d. h. das Potential jeder Windung derselben auf jede Windung gleich P, so ist die in der Zeit dt inducirte elektromotorische Kraft des Extrastromes $\varepsilon P \frac{dI}{dt}$. 607
Entsteht oder vergeht der inducirende Strom vollständig, so ist die gesammte elektromotorische Kraft des dabei inducirten Extrastromes gleich $\mp \varepsilon P I$, wo das negative Vorzeichen für den Schliessungs-, dss positive für den Oeffnungsextrastrom gilt. — Aus den gegebenen Ausdrücken lässt sich bei bekanntem Widerstaud des Schliessungskreises des Extrastromes seine Intensität in jedem Moment seines Verlaufes berechnen.

Eine genauere Untersnchung der Indnction von Strömen in geschlossenen Leitern durch geschlossene und vom Strom durchflossene Leiter muss auch über die Inductionserscheinnngen Aufschluss geben, welche statthaben, wenn die Gestalt der letzteren sich in irgend einer Art ändert. Dies ergeben die folgenden Rechnungen: 608

Ein einzelnes Element Ds des inducirten Leiters lege in der Richtung o in der Zeit dt den Weg do zurück. Dann ist die elektrodynamische Wirkung des Elementes $D\sigma$ des inducirenden Leiters auf dasselbe, wenn beide vom Strom Eins dnrchflossen gedacht werden und sich im Abstand r von einander befinden (§. 21):

$$\frac{Ds\,D\sigma}{r^2}\left\{r\frac{d^2r}{ds\,d\sigma} - \frac{1}{2}\frac{dr}{ds}\frac{dr}{d\sigma}\right\}$$

Um die Wirkung in der Richtung der Bewegung o zu erhalten, ist dieser Ausdruck noch mit $\frac{dr}{do}$ zu mnltipliciren. Da nun die Geschwindigkeit der Bewegung $\frac{do}{dt}$ ist, so beträgt nach dem Lenz'schen Satz der Integralstrom, welcher in dem Leiter s indncirt wird:

$$I = -\varepsilon\int dt\,\lambda i\, S \sum \frac{Ds\,D\sigma}{r^2}$$
$$\times\left\{r\frac{d^2r}{ds\,d\sigma} - \frac{1}{2}\frac{dr}{ds}\frac{dr}{d\sigma}\right\}\frac{dr}{do}\cdot\frac{do}{dt} = \int dt\,\lambda i\,\frac{dE}{dt} \quad \ldots\ldots (1)$$

wo S und $\sum$ die Integrationen nach Ds und $D\sigma$ anzeigen und:

$$E = -\varepsilon\int S \sum dt \frac{Ds\,D\sigma}{r^2}\left\{r\frac{d^2r}{ds\,d\sigma} - \frac{1}{2}\frac{dr}{ds}\frac{dr}{d\sigma}\right\}\frac{dr}{do}\frac{do}{dt} \quad \ldots\ldots (2)$$

$$= -\varepsilon\int S \sum do \frac{Ds\,D\sigma}{r^2}\left\{r\frac{d^2r}{ds\,d\sigma} - \frac{1}{2}\frac{dr}{ds}\frac{dr}{d\sigma}\right\}\frac{dr}{do} \quad \ldots\ldots (3)$$

ist. Der Werth E stellt die elektromotorische Kraft dar, welche durch den

vom Strom Eins durchflossenen inducirenden Leiter in der Zeit dt in dem inducirten Leiter inducirt wird. — Sind λ und i constant, so wird auch $I = \lambda i E$.

Nach der partiellen Integration des ersten Gliedes rechts nach s wird das Glied des dabei erhaltenen Ausdruckes, welches die Form $\frac{1}{r}\frac{dr}{d\sigma}\frac{d^2 r}{do\,ds}$ hat, partiell nach o und nach dieser Integration das in dem Integral enthaltene Glied $\frac{1}{r}\frac{dr}{ds}\frac{d^2 r}{do\,d\sigma}$ partiell nach σ integrirt. Man erhält dann einen Ausdruck von vier Gliedern, dessen letztes Glied dem negativen Werth von E in Gleichung (2) gleich ist. Addirt man zu demselben den Werth E, so erhält man:

$$E = -\frac{1}{2}\,\varepsilon \int \Sigma\, do\, Ds \left[\frac{1}{r}\frac{dr}{do}\frac{dr}{d\sigma}\right]_{s_I}^{s_{II}} + \frac{1}{2}\,\varepsilon \Sigma S\, D\sigma\, Ds \left[\frac{1}{r}\frac{dr}{ds}\frac{dr}{d\sigma}\right]_{o_I}^{o_{II}}$$
$$-\frac{1}{2}\,\varepsilon \int S\, do\, Ds \left[\frac{1}{r}\frac{dr}{do}\frac{dr}{ds}\right]_{\sigma_I}^{\sigma_{II}}$$

Die an den Klammern stehenden Werthe bezeichnen die Grenzen der jedesmaligen Integration. Da nun der inducirende Leiter stets eine geschlossene Bahn hat, so ist $\sigma_I = \sigma_{II}$ und das letzte Integral fällt fort.

Der so erhaltene Ausdruck zeigt, dass die inducirte elektromotorische Kraft durchaus unabhängig ist von den Wegen der einzelnen Elemente des bewegten Leiters, also von den Aenderungen seiner Gestalt während der Bewegung, sondern nur von den Bahnen, welche seine Endpunkte beschreiben, und den Formen, die er am Anfang und Ende seiner Bewegung annimmt. Ist die Peripherie des durch jene beiden Formen und Bahnen begrenzten Viereckes gleich p, so wird die Summe der beiden ersten Integrale, also:

$$E = \frac{1}{2}\,\varepsilon S \Sigma\, \frac{D\sigma\, Dp}{r}\,\frac{dr}{d\sigma}\,\frac{dr}{dp}.$$

Setzt man $\frac{1}{r}\frac{dr}{dp} = \frac{1}{2r^2}\frac{d(r^2)}{dp}$ und integrirt partiell nach σ, so fällt das erste Glied des Integrales fort, da σ eine geschlossene Curve bildet, und es bleibt:

$$E = \frac{1}{4}\,\varepsilon S \Sigma\, \frac{1}{r}\,\frac{d^2(r^2)}{d\sigma dp}\, D\sigma\, Dp.$$

Differenzirt man den Ausdruck:

$$r^2 = (x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 + (z - \zeta)^2$$

wo $x\ y\ z$ die Coordinaten von Ds, ξ, η, ζ die von $D\sigma$ sind, nach σ und p, so ergiebt sich:

$$\frac{d^2(r^2)}{d\sigma dp} = -2\,\frac{dx\,d\xi + dy\,d\eta + dz\,d\zeta}{d\sigma\, dp} = -2\cos\,(D\sigma, Dp)$$

wo $(D\sigma, Dp)$ den Winkel zwischen den beiden Elementen $D\sigma$ und Dp bezeichnet. Dann ist:

$$E = -\frac{1}{2}\,\varepsilon S \Sigma\ \frac{D\sigma\, Dp}{r} \cos\,(D\sigma, Dp).$$

Der Werth $-\frac{1}{2} S \sum \frac{Ds\, Dp}{r} \cos\,(Ds, Dp)$ stellt aber das Potential zweier geschlossener Stromeskreise aufeinander dar, deren Elemente $D\sigma$ und Dp sind, und die von den Strömen Eins durchflossen sind[1]).

[1]) Dies ergiebt sich aus folgender Betrachtung:

Bezeichnen wir die Coordinaten eines Elementes ds mit x, y, z, die eines Elementes ds_1 eines geschlossenen Stromes mit $x_1\, y_1\, z_1$, den Abstand der Elemente mit r, so ist:

$$r^2 = (x_1 - x)^2 + (y_1 - y)^2 + (z_1 - z)^2$$

und die partiellen Differentialquotienten von $\frac{1}{r}$ nach x_1, y_1, z_1 oder x, y, z:

$$\left(\frac{d\frac{1}{r}}{dx}\right) = -\left(\frac{d\frac{1}{r}}{dx_1}\right) = \frac{x_1 - x}{r^3};\ \left(\frac{d\frac{1}{r}}{dy}\right) = -\left(\frac{d\frac{1}{r}}{dy_1}\right) = \frac{y_1 - y}{r^3};$$

$$\left(\frac{d\frac{1}{r}}{dz}\right) = -\left(\frac{d\frac{1}{r}}{dz_1}\right) = \frac{z_1 - z}{r^3}.$$

Werden diese Werthe in die Ausdrücke §. 24 Nr. 4 und 5 für die Determinanten $A\,B\,C$ eingeführt, und die $\cos\lambda$, $\cos\mu$, $\cos\nu$ durch $\frac{dx}{ds}, \frac{dy}{ds}, \frac{dz}{ds}$ ersetzt, so erhält man die (X) Componente der Wirkung des geschlossenen Stromes auf das Element ds:

$$(X) = -\frac{1}{2}\, i i_1 \int \left\{ \left[\left(\frac{d\frac{1}{r}}{dz_1}\right) dx_1 - \left(\frac{d\frac{1}{r}}{dx_1}\right) dz_1 \right] dz \right.$$
$$\left. - \left[\left(\frac{d\frac{1}{r}}{dx_1}\right) dy_1 - \left(\frac{d\frac{1}{r}}{dy_1}\right) dx_1 \right] dy \right\}$$

Addirt man zu diesen Ausdrücken $\mp \frac{d\frac{1}{r}}{dx_1}\, dx\, dx_1$, so erhält man:

$$(X) = -\frac{1}{2}\, i i_1 \int \left\{ \left[\left(\frac{d\frac{1}{r}}{dx_1}\right) dx + \left(\frac{d\frac{1}{r}}{dy_1}\right) dy + \left(\frac{d\frac{1}{r}}{dz_1}\right) dz \right] dx_1 \right.$$
$$\left. - (dx\, dx_1 + dy\, dy_1 + dz\, dz_1) \left(\frac{d\frac{1}{r}}{dx_1}\right) \right\}$$

Gehört ds einem längeren Leiter an, für dessen Endpunkte die Werthe r in r_0 und r_1 übergehen, so erhält man bei der Ausführung der Integration innerhalb dieser Grenzen, wenn man für die Werthe $\left(\frac{d\frac{1}{r}}{dx_1}\right) \ldots$ Die Werthe $-\left(\frac{d\frac{1}{r}}{dx}\right) \ldots$ setzt:

$$(X) = -\frac{1}{2}\, i i_1 \int \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_0}\right) dx_1 + \frac{1}{2}\, i i_1 \iint \frac{x_1 - x}{r^3} (dx\, dx_1 + dy\, dy_1 + dz\, dz_1)$$

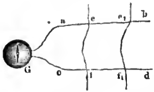
Gehört ds einem in sich geschlossenen Strom an, so fällt das erste Glied fort, da dann $r_0 = r_1$ wird. Dann entspricht der Werth unter dem Integralzeichen der Componente $\overline{X}$ der Wirkung von ds auf ds_1. Multiplicirt und dividirt man diesen Werth mit $ds\, ds_1$, so ist $\frac{dx}{ds}\frac{dx_1}{ds_1} + \frac{dy}{ds}\frac{dy_1}{ds_1} + \frac{dz}{ds}\frac{dz_1}{ds_1} = \cos\,(ds, ds_1)$, wo

Es ist also die in einem bewegten Leiter durch einen geschlossenen Stromkreis inducirte elektromotorische Kraft E gleich dem mit der Constanten ε multiplicirten Potential desselben auf den Umfang des von dem bewegten Leiter in seiner Anfangs- und Endlage und den Bahnen seiner Endpunkte begrenzten Curvenviereckes, wenn letzteres sowie der geschlossene Leiter von einem Strom von der Intensität Eins durchflossen gedacht wird.

Dasselbe Gesetz würde sich ergeben, wenn die Induction nicht durch einen geschlossenen Strom, sondern durch einen Magnet hervorgerufen wäre.

Da nun die Bahn des inducirten Stromes immer geschlossen sein muss, so ist, wenn nur ein Theil desselben bewegt wird, diese Bewegung nur möglich, wenn die Bahnen seiner Endpunkte in den ruhenden Theil des inducirten Kreises fallen, so z. B., wenn derselbe aus zwei mit dem Galvanometer G, Fig. 267, verbundenen Dräthen ab und cd besteht, auf denen der Drath ef sich aus der Lage ef in die Lage e_1f_1 so verschiebt, dass die Länge seines zwischen ab und cd gelegenen Stückes sich nicht ändert.

Fig. 267.



In diesem Fall ist das erwähnte Curvenviereck durch $e f e_1 f_1$ dargestellt, und der Werth E ist gleich der mit ε multiplicirten Differenz der Potentiale des geschlossenen Stromkreises auf die ganze Bahncurve des inducirten Kreises in seinem Anfangs- und Endzustande, während beide vom Strom Eins durchflossen gedacht werden.

Werden diese Potentiale mit $P\,(\sigma_1 s_1)$ und $P\,(\sigma s)$ bezeichnet, so ist mithin:

$$E = \varepsilon\,[P\,(\sigma_1 s_1) - P\,(\sigma s)].$$

Ist die Intensität des inducirenden Stromes constant gleich i, so ist dieser Ausdruck mit i zu multipliciren, um die inducirte elektromotorische Kraft zu erhalten.

609 Ganz denselben Ausdruck giebt auch die inducirte elektromotorische Kraft an, wenn bei der Bewegung des Drathes ef auf den Dräthen ab und

---

(ds, ds_1) den Winkel bezeichnet, den die Richtungen beider Elemente im Raume mit einander machen. Bildet man die analogen Ausdrücke für die Componenten $(\overline{Y})$ und $(\overline{Z})$ der Wirkungen der Elemente ds und ds_1 der geschlossenen Ströme aufeinander, so erhält man die Resultante derselben:

$$(\overline{R}) = \sqrt{(\overline{X})^2 + (\overline{Y})^2 + (\overline{Z})^2} = \frac{1}{2r^2}\, i i_1 \cos\,(ds, ds_1)\, ds\, ds_1.$$

Die Wirkung zweier Elemente ds und ds_1 der beiden geschlossenen Ströme aufeinander ist also umgekehrt proportional dem Quadrat ihrer Entfernung und direct proportional dem Cosinus ihrer Neigung gegeneinander. Das Potential der geschlossenen Kreise ergiebt sich also wie oben.

cd an den „Gleitstellen" *e* und *f* neue Elemente des bewegten Leiters in den Kreis der inducirten Stromesbahn ein- oder aus derselben austreten, also die Länge des zwischen *ab* und *cd* befindlichen Stückes des Leiters *ef* sich ändert. — Bleibt die Länge *ef* bis zu einem bestimmten Zeitpunkt seiner Bewegung constant, z. B. bis *ef* in *e' f'* (Fig. 268) angelangt ist, und ändert sich dann um ein Bestimmtes, indem die Leiter *ab* und *cd* divergiren, so dass jetzt die Länge des Leiterstückes *e'' f''* ist, in der es sich bis *e''' f'''* bewegt; so wird die in beiden Zeiträumen der Bewegung inducirte elek-

Fig. 268.

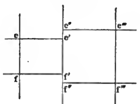
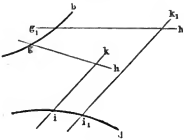


Fig. 269.



tromotorische Kraft dem Potential des inducirenden Stromes auf die Curvenvierecke *ef e' f'* und *e'' f'' e''' f'''* entsprechen, d. i. wie oben der Differenz der Potentiale des inducirenden Stromes auf den inducirten Stromkreis in seinem Anfangs- und Endzustande.

Ganz dasselbe Gesetz gilt auch, wenn der Ein- und Austritt neuer Elemente in die Bahn des inducirten Kreises nicht nur dadurch geschieht, dass das Leiterstück *ef* auf den divergirenden Unterlagen fortgleitet, sondern z. B. wenn auch diese selbst dabei eine Bewegung zu- oder von einander haben, oder wenn man auf die Drähte *ab* und *cd* (Fig. 269) zwei Drähte *gh* und *ik* legte, und beide in die Lagen $g_1 h_1$ und $i_1 k_1$ überführte.

Auch wenn der inducirte Kreis verzweigt ist, gilt dasselbe Gesetz, indem wir dann denselben in eine Anzahl geschlossener Umgänge zerlegen können, in welchen bei der Bewegung des einen, dieselben begrenzenden Leiterstückes die Induction ganz in gleicher Weise geschieht, wie in einer einfachen unverzweigten Bahn.

Bleibt der Kreis des inducirten Stromes unverändert, während ein **610** Theil des inducirenden Stromkreises sich bewegt, so gelten völlig dieselben Gesetze; ebenso auch, wenn Theile beider Kreise sich bewegen, da es nur auf die relative Bewegung der Theile derselben ankommt. Nur muss, wenn dabei die Länge des inducirenden Kreises sich ändert, die Intensität des Stromes in demselben constant erhalten werden. — Bei der Induction durch verzweigte inducirende Kreise muss diese Constanz in allen einzelnen Umgängen derselben bestehen.

611 Aendert sich die Intensität i des inducirenden Stromes, während die Elemente der beiden aufeinander wirkenden Stromkreise ruhen, in der Zeit dt um di, so ist die dadurch in der Zeit $t_1 - t_0$ erzeugte elektromotorische Kraft der Induction, wenn $P(s\sigma)$ das Potential der vom Strom Eins durchflossenen Stromkreise bezeichnet, gleich:

$$\varepsilon \int_{t_0}^{t_1} dt\, P(s\sigma)\, \frac{di}{dt}.$$

Findet zugleich noch eine Bewegung der Leiterstücke statt, so dass in der Zeit dt das Potential sich um $\frac{d\,P(s\sigma)}{dt}$ ändert, so ist die hierdurch in der Zeit $t_1 - t_0$ inducirte elektromotorische Kraft:

$$\varepsilon \int_{t_0}^{t_1} dt\, i\, \frac{d\,P(s\sigma)}{dt}$$

die durch beide Vorgänge gleichzeitig inducirte elektromotorische Kraft ist demnach:

$$F = \varepsilon \int_{t_0}^{t_1} dt \left\{ P(s\sigma)\, \frac{di}{ds} + i\, \frac{d\,P(s\sigma)}{dt} \right\} = \varepsilon \left\{ i_1 P_1(s\sigma) - i_0 P_0(s\sigma) \right\}$$

wo i_1 und i_0, P_1 nnd P_0 die Werthe der Intensitäten und Potentiale zu den Zeiten t_0 nnd t_1 angeben, wenn der inducirte und inducirende Leiter vom Strom Eins durchflossen gedacht wird. Es ist demnach ganz allgemein:

Die bei irgend einer Veränderung der Intensität des inducirenden Stromes oder der relativen Lage nnd Gestalt des inducirenden oder inducirten Stromkreises in letzterem inducirte elektromotorische Kraft gleich der mit der Constanten ε multiplicirten Differenz der Potentiale beider Kreise aufeinander in ihrem Anfangs- und Endzustande, wenn der eine von einem Strom von der jedesmaligen Intensität i_1 oder i_0, der andere von einem Strom von der Intensität Eins durchströmt gedacht wird.

612 Als Beispiele der Anwendung der angeführten Sätze wollen wir mit Neumann einige experimentell interessante Inductionsphänomene mit Hülfe derselben betrachten.

Rotirt ein ebener geschlossener Leiter L, der den Flächenraum F umschliesst, um eine beliebige Drehungsaxe unter Einfluss des Erdmagnetismus, dessen Grösse wir mit M bezeichnen, und ist die auf der Drehungsaxe des Leiters verticale Componente desselben gleich N, so können wir annehmen, die Kraft N gehe von einem in der weiten Entfernung r befindlichen Pol P aus, welcher auf dem in der Richtung von N auf der Drehungsaxe errichteten Loth läge. Bildet in den verschiedenen Lagen des Leiters L

ein auf seiner Ebene errichtetes Loth mit N den Winkel φ, so wird die Oeffnung des durch P als Spitze und L als Basis gelegten Kegels durch den Werth $\frac{1}{r^2} F \cos\varphi$ dargestellt. Ist der Magnetismus von P gleich μ, so ist $\frac{\mu}{r^2} = N$; ist also in zwei Lagen des Leiters der Werth φ gleich φ_0 und φ_1, so wird bei der Drehung aus der ersten in die zweite Lage im Leiter ein Strom inducirt von der Intensität

$$I = \frac{\varepsilon N F}{R} (\cos\varphi_1 - \cos\varphi_0),$$

wo R der Widerstand des Schliessungskreises des Leiters, ε die Inductionsconstante ist. Jedesmal, wenn bei der Drehung die Ebene des Leiters L auf der Richtung von N vertical steht, wird sich bei fortgesetzter Drehung desselben die Richtung des Inductionsstromes in ihm umkehren. In diesen um je 180° von einander abstehenden Lagen muss dann durch einen Commutator die Stromesrichtung in dem Schliessungsdrath von L gewechselt werden, wenn man bei seiner Drehung constante Ströme erhalten will.

In diesen Lagen ist jedesmal abwechselnd $\cos\varphi = \pm 1$. Bei einer halben Umdrehung des Leiters aus der einen in die andere Lage wird also ein Inductionsstrom von der Intensität

$$I = 2 \frac{\varepsilon N}{R} F$$

inducirt werden.

Liegt die Drehungsaxe des Leiters horizontal und steht vertical auf dem magnetischen Meridian, so ist $N = M$, also in diesem Falle

$$I_{I} = 2 \frac{\varepsilon M}{R} F.$$

Fällt die horizontale Drehungsaxe in den magnetischen Meridian, so ist $N = M \sin i$, wo i der Inclinationswinkel ist, also:

$$I_{II} = 2 \frac{\varepsilon M F}{R} \sin i.$$

Ist die Drehungsaxe vertical, so ist $N = M \cos i$, also

$$I_{III} = 2 \frac{\varepsilon M F}{R} \cos i$$

(vergl. §. 579).

Wird dagegen der Leiter von der Stellung aus, in welcher seine Axe mit der Richtung des Erdmagnetismus einen Winkel von 90° macht, um 180° gedreht, so ist in beiden Lagen $\cos\varphi_1 = \cos\varphi_0 = 0$. Man erhält also keinen Inductionsstrom.

Wir wollen ferner die Induction berechnen, welche in einem kreisförmigen Leiter vom Radius r, z. B. einem Drathkreise, erzeugt wird, wenn sich ein Magnet von der Länge l in der Richtung der Axe des Leiters fortbewegt. Der Abstand des dem Leiter zunächst liegenden Poles N des Magnetes von dem Mittelpunkt desselben sei x, das magnetische Mo- 613

ment des Magnetes sei $l\,m$, so sind die Kegelöffnungen der durch seine Pole als Spitze und den Drathkreis als Basis gelegten Kegel gleich

$$2\pi\left(1-\frac{x}{\sqrt{r^2+r^2}}\right) \text{ und } 2\pi\left(1-\frac{x+l}{\sqrt{(x+l)^2+r^2}}\right),$$

oder, wenn die Winkel zwischen der Axe des Leiters und den von den Polen zu der Peripherie desselben gezogenen Linien mit ψ und φ bezeichnet werden, $2\pi(1-\cos\psi)$ und $2\pi(1-\cos\varphi)$.

Wird nun der Magnet aus einer bestimmten Entfernung zu dem Leiter parallel seiner Axe hinbewegt, und ist am Anfang und Ende der Bewegung der Werth x gleich x_0 und x_1, und sind die entsprechenden Werthe von φ und ψ gleich φ_0 und φ_1, ψ_0 und ψ_1, so stellen obige Werthe der Kegelöffnungen bei Einführung dieser Grössen die Potentialfunctionen V_0 und V_1 des Leiters in Bezug auf die beiden Magnetpole dar. Ist der umgekehrte Werth des Widerstandes des Schliessungskreises des Leiters gleich λ, so ist die Intensität des Inductionsstromes

$$I = -2\varepsilon\lambda m\pi\left[(\cos\varphi_1 - \cos\varphi_0) - (\cos\psi_1 - \cos\psi_0)\right].$$

Wird der Magnet aus unendlicher Entfernung bis zu der ersten Lage dem Leiter genähert, oder, was auf dasselbe herauskommt, entsteht derselbe in dieser Lage, so ist $\cos\varphi_0 = \cos\psi_0 = 1$, also dann

$$I = -2\varepsilon\lambda m\pi\,(\cos\varphi_1 - \cos\psi_1).$$

Schneidet die Ebene des Leiters die Axe des Magnetes in der Mitte, so ist dieser Werth ein Maximum. Dann ist $\cos\varphi_1 = -\cos\psi_1$, also nun

$$I = -4\varepsilon\lambda m\pi\cos\varphi_1 = -\frac{4\varepsilon\lambda m\pi l}{\sqrt{l^2+4r^2}}.$$

Ist der Durchmesser $2r$ des Leiters klein gegen l, so verwandelt sich dieser Ausdruck in

$$I = -4\varepsilon\lambda m\pi.$$

Es ist dann I von dem Durchmesser des Leiters und der Länge des Magnetes unabhängig.

Ein ähnliches Resultat, welches ganz mit dem von Lenz (§. 265) erhaltenen übereinstimmt, erhält man bei Ersetzung des einen Drathkreises durch eine Spirale, deren Durchmesser gegen ihren Abstand von den Enden des inducirenden Magnetes klein ist. Auch hier ist dann die inducirte elektromotorische Kraft von der Weite der Drathwindungen der Spirale auf dem Magnete unabhängig.

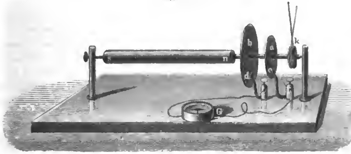
614 Wir wollen ferner die bei der unipolaren Induction inducirte elektromotorische Kraft berechnen. Es sei NS, Fig. 270, der um seine Axe rotirende Magnet, auf dessen Axe zwei kreisförmige Metallscheiben a und b vom Radius r und r_l aufgesetzt sind, gegen deren Rand die Federn c und d schleifen. Der Abstand der Scheiben a und b von dem Pole n des Magnetes sei x und x_h die Länge des Magnetes l, sein Moment μl. Bezeichnen wir die Winkel zwischen der Axe des Magnetes und den von seinen Polen

nach den Peripherien der von den Federn c und d bei der Drehung auf a und b gezogenen Kreise mit φ_I, φ_{II}, ψ_I, ψ_{II}, so ergiebt sich unmittelbar nach §. 601 die Intensität des bei einer Umdrehung des Magnetes inducirten Stromes:

$$I = 2\pi\varepsilon\mu\lambda\ [(\cos\varphi_I - \cos\psi_I) - (\cos\varphi_{II} - \cos\psi_{II})]$$

Dasselbe Resultat hätten wir mit Hülfe des §. 608 erwähnten Satzes erhalten, wenn wir uns den Magnetpol ruhend und statt seiner das Leiterstück

Fig. 270.



cgd rotirend dächten. Das von dem inducirten Stromkreise bei einer Umdrehung umschlossene Viereck wird dann durch die Peripherien der von c und d auf a und b gezogenen Kreise dargestellt, welche wir uns in entgegengesetzter Richtung von dem Strome von der Intensität Eins umflossen denken. Die inducirte elektromotorische Kraft entspricht also der Differenz der mit $\mu\varepsilon$ multiplicirten Potentialfunctionen der Magnetpole auf beide Peripherien, welche, wie im vorigen Paragraph, sich durch $2\pi(1 - \cos\varphi_I)$, $2\pi(1 - \cos\psi_I)$ $2\pi(1 - \cos\varphi_{II})$ und $2\pi(1 - \cos\psi_{II})$ darstellen. Wir erhalten bei der Subtraction dieser Werthe von einander und Multiplication mit der Leitungsfähigkeit λ des inducirten Kreises den obigen Ausdruck.

Liegt das eine Ende des Leiters, z. B. c, in der Rotationsaxe, so ist $\varphi_{II} = \psi_{II} = 0$, also

$$I = 2\pi\varepsilon\lambda\mu\ (\cos\varphi_I - \cos\psi_I) = 2\pi\varepsilon\lambda\mu \left\{ \frac{x}{\sqrt{r^2 + x^2}} - \frac{l + x}{\sqrt{r^2 + (l + x)^2}} \right\}.$$

Liegt die Metallscheibe b zwischen den Magnetpolen, so ist x negativ. Das Maximum der Stromintensität erhält man, wenn $x = -\frac{1}{2}l$, also die Scheibe in der Mitte des Magnetes liegt. Dann ist

$$I = -\frac{4\varepsilon\lambda\mu\pi l}{\sqrt{4r^2 + l^2}}.$$

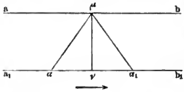
Durch die Rechnungen von Neumann sind die verschiedenen Erscheinungen der Induction auf die experimentellen Grundgesetze zurückgeführt worden, ohne dass dabei eine besondere Voraussetzung in Bezug auf das Wesen der galvanischen Strömung gemacht worden ist. — Um 615

dagegen die Inductionsphänomene von der Wechselwirknng der in dem inducirenden Leiter sich bewegenden, in dem inducirten Leiter ruhenden elektrischen Massen abzuleiten, kann man in ähnlicher Weise verfahren, wie dies §. 42 u. folgde. bei der analogen Ableitung der elektrodynamischen Erscheinungen geschehen ist.

Zunächst hat **Fechner** gezeigt, wie etwa diese Ableitung ausgeführt werden könne.

Um einen einfachen Fall zu betrachten, werde ein nicht vom Strome durchflossener geradliniger Leiter ab, Fig. 271, einem ihm parallelen in der Richtung $a_1 - b_1$ vom Strom durchflossenen Leiter $a_1 b_1$ genähert. Wir betrachten die Wirkung eines Elementes α des Leiters $a_1 b_1$ auf ein Element μ des Leiters ab. Es sei das von μ auf $a_1 b_1$ gefällte Loth $\mu\nu$; dann nähert sich die positive Elektricität in α in Folge des galvanischen Stromes in $a_1 b_1$ dem Punkte ν; ebenso die positive Elektricität in μ demselben Punkte in Folge der dem Leiter ab mechanisch ertheilten Bewegung. Beide ziehen daher einander in der Richtung der Linie $\alpha\mu$ an. Diese Anziehung kann man nach den Richtungen $\mu\nu$ und μa zerlegen. In einem ebenso weit von ν auf der Seite von b_1 gelegenen Element α_1 des Stromleiters $a_1 b_1$ entfernt sich dagegen die positive Elektricität von ν, und sie übt daher in der Richtung $\mu\alpha_1$ eine Abstossung auf die positive Elektricität in μ aus, welche sich wiederum in eine Componente in der Richtung μa und eine zweite in der Richtung $\mu\nu$ zerlegen lässt. Die beiden aus der Wirkung von α und α_1 auf μ entstandenen Componenten in der Richtung $\mu\nu$ heben sich gerade auf; die in der Richtung μa addiren sich, wodurch also eine Strömung von positiver Elektricität in der Richtung μa bewirkt wird. Analog würde die negative Elektricität in μ nach b hinbewegt. — Alle anderen Elemente von $a_1 b_1$ wirken ebenso wie α und α_1 auf μ und die übrigen Elemente von ab, und so entsteht in ab ein Inductionsstrom in der Richtung von b nach a.

Fig. 271.



Analog liessen sich die übrigen Inductionserscheinungen erklären.

616 Vollständiger und auf schärfer ausgesprochene Principien begründet ist die von W. **Weber**[2]) gegebene Ableitung des Inductionsgesetzes.

Das von **Weber** aufgestellte allgemeine Gesetz der Anziehung elektrischer Massen (§. 42 u. folgde.) giebt die Einwirkung W der Massen e und e_1, welche sich in den Leitern AB und A_1B_1 durch die Elemente ds und ds_1 bewegen, deren Abstand gleich r ist:

$$W = \frac{e e_1 ds ds_1}{r^2}\left[1 - \frac{a^2}{16}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + \frac{a^2}{8}\, r\, \frac{d^2 r}{dt^2}\right].$$

---

[1]) **Fechner**, Pogg. Ann. Bd. LXIV, S. 337. 1846.* — [2]) W. **Weber**, Elektrodynamische Maassbestimmungen Thl. I, S. 126. 1846.*

Addirt man die Anziehnngen nnd Abstossungen der in dem einen, als fest gedachten Leiter bewegten Elektricitäten auf die eine und andere der in dem anderen beweglichen Leiter befindlichen Elektricitäten, so erhält man unmittelbar die auf den zweiten Leiter übertragene Anziehung, welche sich entsprechend den Formeln des §. 45 gleich $W_{++} + W_{--} + W_{+-} + W_{-+}$ darstellt.

Untersucht man aber, wie stark durch jene Einwirkung die positive Elektricität des einen Leiters nach der einen, die negative Elektricität nach der entgegengesetzten Seite bewegt wird, wie gross also die Kraft ist, mit der die beiden Elektricitäten von einander geschieden werden, so muss man die Einwirkung auf die negativen elektrischen Massen von der auf die positiven Massen im zweiten Leiter subtrahiren.

Diese „Scheidnngskraft" ist dann:

$$D = W_{++} - W_{--} + W_{+-} - W_{-+}.$$

Dieselbe wirkt in der Verbindungslinie der betrachteten Stromelemente. Zerlegt man sie nach der Richtung des Stromelementes des zweiten Leiters, so giebt die dadurch erhaltene Kraft unmittelbar auch die durch den ersten Leiter in dem zweiten erzeugte elektromotorische Kraft an, welche die Ursache des in demselben inducirten Stromes ist. Setzt man an Stelle der Grössen W in dem Ausdruck D die §. 45 gefundenen Werthe, so folgt:

$$D = -\frac{e e_1 ds ds_1}{16 r^2} a^2 \left\{\left[\left(\frac{d r_{++}}{dt}\right)^2 - \left(\frac{d r_{--}}{dt}\right)^2 + \left(\frac{d r_{+-}}{dt}\right)^2 - \left(\frac{d r_{-+}}{dt}\right)^2\right] - 2 r \left(\frac{d^2 r_{++}}{dt^2} - \frac{d^2 r_{--}}{dt^2} + \frac{d^2 r_{+-}}{dt^2} - \frac{d^2 r_{-+}}{dt^2}\right)\right\}$$

In diesem Ausdrucke sind in jedem besonderen Falle die entsprechenden Werthe $\frac{dr}{dt}$ und $\frac{d^2 r}{dt^2}$ einzusetzen, um die jedesmalige inducirte elektromotorische Kraft daraus zu berechnen.

Der allgemeinste Fall der Induction ist der, wo durch Bewegung 617
eines von einem veränderlichen Strome von der Intensität i durchflossenen Leiterelementes ds oder ACB, Fig. 272 (a. f. S.), in einem stromlosen Leiterelemente ds_I oder $A_1 C_1 B_1$, ein Strom inducirt wird. Ist letzteres ebenfalls bewegt, so können wir stets dem ganzen Raume eine entgegengesetzte Bewegung ertheilt denken, so dass ds_I in Ruhe bleibt, und nur ds sich bewegt. Es sei dann die Geschwindigkeit seiner Bewegung in der Richtung CD gleich $v = CD$. Der Abstand CC_1 sei gleich r. Ebenso seien $AC = CB$ die Geschwindigkeiten $\pm c$ der positiven und negativen Elektricität in ds am Anfange der Bewegung.

Die Diagonalen CK und CK_I der Parallelogramme $ACDK$ und $BCDK_I$ stellen dann die durch die Fortführung des Leiters und die Bewegung der Elektricitäten in demselben bedingten resultirenden Bewegungen der Elektricitäten dar. Projicirt man CK und CK_I auf die Verbindungslinie CC_1 der Elemente, so stellen die Projectionen CL und

CL_I die Geschwindigkeiten der positiven und negativen Elektricitätsmassen in der Richtung der Verbindungslinie CC_1 der Elemente dar. Es ist also

$$CL = \frac{dr_{++}}{dt} = \frac{dr_{+-}}{dt}, \quad CL_1 = \frac{dr_{--}}{dt} = \frac{dr_{-+}}{dt}.$$

Projicirt man ferner CK und CK_1 auf eine Ebene, die durch C senkrecht gegen CC_1 gelegt ist, so sind die Projectionen CM und CM_1 die Tangentialgeschwindigkeiten der elektrischen Massen gegen den festen Punkt C als Mittelpunkt. Die Normalaccelerationen g derselben in der Richtung von CC_1 sind demnach:

$$g_{++} = g_{+-} = \frac{CM^2}{CC_1}, \quad g_{--} = g_{-+} = \frac{CM^2_I}{CC_1}.$$

Aendert sich nun auch während der Bewegung des Elementes ACB,

Fig. 272.

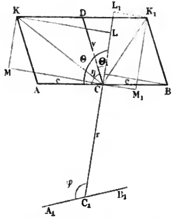
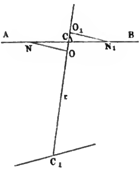


Fig. 273.



die Intensität des Stromes in demselben, also die Geschwindigkeit $\pm c$ in dem Zeitelement dt um $\pm dc$, welche auf der Linie AB (Fig. 273) durch die Längen CN und CN_1 dargestellt sind, so sind die durch diese Geschwindigkeitsänderungen bewirkten Accelerationen g' der elektrischen Massen in der Richtung CC_I hin gleich den Projectionen CO und CO_1 von NC und N_1C auf CC_1. Dann sind die Summen der Accelerationen

$$\frac{d^2r_{++}}{dt^2} = \frac{d^2r_{+-}}{dt^2} = \frac{CM^2}{CC_1} + CO$$

$$\frac{d^2r_{--}}{dt^2} = \frac{d^2r_{-+}}{dt^2} = \frac{CM_1^2}{CC_1} + CO_1.$$

Der Gesammtausdruck für die in $A_1C_1B_1$ inducirte Kraft D wird demnach:

$$D = -\frac{a^2 e e_1 ds\, ds_I}{16\, r^2}\Big\{2(CL^2 - CL_1^2) - 4r\Big(\frac{CM^2}{CC_1} + CO - \frac{CM_1^2}{CC_1} - CO_1\Big)\Big\} \quad (1)$$

In diese Formel sind die Werthe der einzelnen Linien einzusetzen.

Es bilde die Linie CD der Fortbewegung des Elementes ACB mit der Bewegungsrichtung der positiven elektrischen Masse in demselben den Winkel $ACD = \eta$; es sei der Winkel zwischen der Bewegnngsrichtnng CA der positiven Elektricität in Element ACB und seiner Verbindungslinie CC_1 mit Element $A_1 C_1 B_1$, $\angle LCA = \Theta$, und der Winkel zwischen CC_1 und CD, $\angle DCL = \Theta_I$. Dann ist

$$CL = v\cos\Theta_1 + c\cos\Theta;\quad CL_1 = v\cos\Theta_1 - c\cos\Theta$$
$$CM^2 = CK^2 - CL^2 = v^2 + c^2 + 2cv\cos\eta - (v\cos\Theta_I + c\cos\Theta)^2$$
$$CM_1^2 = CK_1^2 - CL_1^2 = v^2 + c^2 - 2cv\cos\eta - (v\cos\Theta_I - c\cos\Theta)^2$$
$$CC_1 = r$$
$$CO = CN\cos\Theta = \frac{dc}{dt}\cos\Theta;\quad CO_1 = CN_1\cos\Theta = -\frac{dc}{dt}\cos\Theta.$$

Beim Einsetzen dieser Werthe in die Gleichung D erhält man:

$$D = a^2\frac{ee_1\, ds\, ds_1}{r^2}\Big\{\Big(\cos\eta - \frac{3}{2}\cos\Theta\cos\Theta_1\Big)cv + \frac{1}{2}r\frac{dc}{dt}\cos\Theta\Big\} \quad . \quad . \quad (2)$$

Dieser Ausdruck giebt die Scheidungskraft, mit welcher die positive Elektricität des Elementes $A_1 B_1$ in der Richtung von C nach C_I, die negative von C_I nach C getrieben wird. Bildet dasselbe mit der Verbindungslinie den Winkel φ, so muss der Ausdruck, um die eigentliche inducirte elektromotorische Kraft zu erhalten, mit $-\cos\varphi$ multiplicirt werden. Setzt man dann noch statt des Werthes aec den Werth der Stromintensität i im Elemente ACB, so ist $ac\frac{dc}{dt} = \frac{di}{dt}$, und die nun in der Richtung von ACB inducirte elektromotorische Kraft:

$$E\, ds_I = -a\frac{e_1\, ds\, ds_1}{r^2}\Big\{\Big(\cos\eta - \frac{3}{2}\cos\Theta\cos\Theta_1\Big)iv + \frac{1}{2}r\frac{di}{dt}\cos\Theta\Big\}\cos\varphi \quad (3)$$

Bezeichnet man als elektromotorische Kraft nicht die auf die Elektricitätsmenge e_1 wirkende bewegende, sondern die beschleunigende Kraft, welche also auf die Einheit der Elektricitätsmenge in $A_1 C_1 B_1$ wirkt, so ist der Ausdruck durch e_1 zu dividiren.

Aendert sich die Stromintensität während der Bewegung des Elementes ACB nicht, so ist dann diese letztere elektromotorische Kraft

$$E_1\, ds_I = -\frac{a\, i\, ds\, ds_1}{r^2}\Big(\cos\eta - \frac{3}{2}\cos\Theta\cos\Theta_1\Big)v\,.\,\cos\varphi \quad . \quad . \quad (4)$$

Die elektrodynamische Wirkung eines im Punkt C_I befindlichen Elementes ds_I, welches mit der Richtung der Bewegung des Elementes ds zusammenfiele und vom Strom Eins dnrchflossen wäre, würde auf das Element 618

ds, dieses von einem Strom von der Intensität i durchflossen gedacht, mit einer Kraft wirken, welche dargestellt wäre durch den Werth:

$$A = -\frac{i\,ds\,ds_1}{r^2}\left(\cos\eta - \frac{3}{2}\cos\Theta\cos\Theta_1\right).$$

Würde man diesen Werth nach der Richtung des inducirten Elementes $A_1 C_1 B_1$ zerlegen, also mit $\cos\varphi$ multipliciren und dann noch mit av multipliciren, so wäre die nach der Formel (4) des §. 617 in ds_1 inducirte elektromotorische Kraft:

$$E_1 ds_I = -A\,av\cos\varphi = -Bav.$$

Nach dem Gesetze von Lenz und Neumann wäre dieselbe:

$$E_1 ds_I = -Cav,$$

wo $C = A\cos\Theta_I$ die nach der Bewegungsrichtung zerlegte elektrodynamische Wirkung von ds auf ds_1 ist. — Beide Resultate stimmen also für die Inductionswirkungen zwischen einzelnen Elementen nicht überein.

Dagegen tritt diese Uebereinstimmung vollständig ein, wenn, wie es auch Neumann stets angenommen hat, die Induction in einem Leiterelement durch einen geschlossenen Strom geschieht.

Wir wollen uns zu diesem Ende statt der Bewegung der vom Strome durchflossenen Elemente die entgegengesetzte Bewegung des inducirten Elementes denken.

Es soll das inducirte Element ds_I im Coordinatenanfangspunkte liegen. Wir wollen uns zuerst die Coordinatenaxen so gelegt denken, dass die Bewegungsrichtung des Elementes mit der X-Axe zusammenfalle, die Y-Axe aber auf der Bewegungsrichtung und dem Element senkrecht stehe, welches mit der X- und Z-Axe die Winkel λ und ν bilde, so ist die in der Bewegungsrichtung wirkende Componente des inducirenden geschlossenen Stromes, dessen Elemente die Coordinaten xyz haben, auf das inducirte Element, letzteres vom Strome Eins durchflossen gedacht, nach §. 24, 6:

$$C = X = -\frac{1}{2} i\,ds_I\cos\nu\int\frac{z\,dx - x\,dz}{r^3}.$$

Wir wollen uns zweitens ein vom Strome Eins durchflossenes und dem inducirten Element gleiches Element ds_{II} am Anfangspunkt der Coordinaten in der Bewegungsrichtung jenes Elementes denken. Wir legen die Coordinatenaxen jetzt so, dass die X-Axe mit dem inducirten Element ds_I selbst zusammenfalle, die Y-Axe aber wie oben auf demselben und der Bewegungsrichtung senkrecht stehe. Sind dann die Winkel zwischen dem Elemente ds_{II} und der X- und Z-Axe gleich α und γ, so ist die nach der Richtung der X-Axe oder des Elementes ds_I zerlegte elektrodynamische Wirkung des geschlossenen Stromes auf das Element ds_{II}:

$$B = X_1 = -\frac{1}{2}\,i\,ds_{II}\cos\gamma\int\frac{z\,dx - x\,dz}{r^3}.$$

Da beiden Coordinatensystemen die Y-Axe gemeinschaftlich ist, so

ist $\cos\nu = \cos\gamma$. Der Ausdruck $\frac{z\,dx - x\,dz}{2}$ ist aber auch in beiden Fällen derselbe, da er stets die Projection desjenigen Dreiecks auf die beide Male gleich liegende XZ-Ebene darstellt, dessen Gipfelpunkt der Coordinatenanfangspunkt, dessen Basis ein Stromelement des geschlossenen Stromes ist.

In diesem Falle sind also die Werthe B und C identisch.

Denkt man sich das inducirte Element ds_1 gegen das inducirende in der Richtung r selbst bewegt, so ist in diesem Falle in der Formel für die Inductionswirkung $\eta = \Theta$, $\Theta_1 = 0$, $v = -\frac{dr}{dt}$, also die während der Bewegung des Elementes von der Unendlichkeit bis zum Abstande r inducirte elektromotorische Kraft 619

$$E_a = \frac{a\,i\,ds\,ds_1}{2}\cos\Theta\cos\varphi\int_\infty^r\frac{dr}{r^2} = -\frac{a\,i\,ds\,ds_1}{2r}\cos\Theta\cos\varphi.$$

Dies ist aber dieselbe elektromotorische Kraft, welche man erhalten hätte, wenn der Strom von der Intensität i in dem inducirenden Elemente ds entstanden wäre, während dasselbe im Abstand r von dem inducirten Elemente ruhte, so dass auch hier dieselbe Beziehung sich ergiebt wie bei den Untersuchungen von Neumann.

Sehr vollständig ist die Identität des Weber'schen und Neumann'schen Principes für die Induction eines Stromes in einem Elemente ds_1 durch einen geschlossenen Stromleiter, dessen Element ds ist, von Schering [1]) bewiesen worden. Führt man nämlich in der Formel D, §. 616, die durch die Ortsveränderung der Elemente ds und ds_1 bedingte Geschwindigkeit derselben $\frac{dw}{dt}$ und $\frac{dw_1}{dt}$ ein [2]), und multiplicirt mit $\frac{dr}{ds}$, d.h. mit dem Cosinus des Winkels zwischen r und ds, so erhält man die durch ein Element ds in dem Elemente ds_1 in seiner Richtung inducirte elektromotorische Kraft: 620

$$E = \frac{a^2 e e_1\,ds\,ds_1}{r^2}\left\{\begin{array}{l} -\frac{1}{r^2}\frac{dr}{ds}\frac{dr}{ds_1}\frac{ds}{dt}\left(\frac{dr}{dw}\frac{dw}{dt}+\frac{dr}{dw_1}\frac{dw_1}{dt}\right)\\ +\frac{2}{r}\frac{dr}{ds_1}\frac{ds}{dt}\left(\frac{d^2r}{ds\,dw}\frac{dw}{dt}+\frac{d^2r}{ds\,dw_1}\frac{dw_1}{dt}\right)\\ +\frac{1}{r}\frac{dr}{ds}\frac{dr}{ds_1}\frac{d^2s}{dt^2}\end{array}\right\}$$

---

1) E. Schering, Zur mathematischen Theorie elektrischer Ströme. Göttingen 1857.* Pogg. Ann. Bd. CIV, S. 266. 1858.*

2) Es ist nämlich: $\frac{dr}{dt} = \pm\frac{dr}{ds}\frac{ds}{dt} \pm \frac{dr}{ds_1}\frac{ds_1}{dt} \pm \left[\frac{dr}{dw}\frac{dw}{dt} + \frac{dr}{dw_1}\frac{dw_1}{dt}\right]$, wo die Vorzeichen $\pm$ zu nehmen sind, jenachdem die wirkenden Elektricitäten sich in gleichen oder entgegengesetzten Richtungen bewegen. Aus diesen Ausdrücken entwickeln sich dann die zweiten Differentiale.

Durch eine Transformation dieses Ausdruckes erhält Schering die von dem ganzen Leiter s auf den Leiter s_1 ausgeübte elektromotorische Kraft bei der Integration nach ds und ds_1:

$$E = a\,\frac{dP}{dt},\ \text{wo}\ P = \int \frac{d\,(r\,dr)}{ds\,ds_1}\,\frac{i\,ds\,ds_1}{r}.$$

In ganz gleicher Weise erhält man die Componenten der elektrodynamischen Wirkung zweier geschlossener Curven, die von den Strömen i und Eins durchflossen, deren Elemente ds und ds_1 sind, nach den drei Axen gleich $\frac{dQ}{dx}, \frac{dQ}{dy}, \frac{dQ}{dz}$, wenn wiederum

$$Q = \int \frac{d\,(r\,dr)}{ds\,ds_1}\,\frac{i\,ds\,ds_1}{r}$$

ist. Q ist mithin das Potential des Stromes s auf den Strom s_1. Es ist also, wenn der inducirende Leiter die Zeit $t_1 - t_0$ hindurch bewegt wird, die ganze inducirte elektromotorische Kraft:

$$\int_{t_0}^{t_1} E\,dt = a \int_{t_0}^{t_1} \frac{dP}{dt}\,dt = a \int_{t_0}^{t_1} \frac{dQ}{dt}\,dt = a\,(Q_1 - Q_0).$$

Dies ist der Satz von Neumann, der sich so direct für die inducirende Wirkung geschlossener Leiter aus dem Weber'schen Grundgesetze ableitet.

In Betreff der weiteren Ausführung der Rechnungen von Schering müssen wir auf dessen Originalahhandlung verweisen.

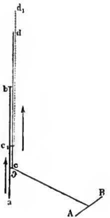
621 Wollte man indess das Weber'sche Grundgesetz ohne Weiteres auch auf die Inductionserscheinungen bei der Anwesenheit von Gleitstellen anwenden, so erhielte man Resultate, welche nicht, wie das Gesetz von Neumann, mit der Erfahrung übereinstimmen. Man muss nämlich in diesem Falle noch darauf Rücksicht nehmen, dass an einer Gleitstelle sich die Geschwindigkeit der bewegten Elektricitäten plötzlich ändert und dadurch ein neuer Grund zur Induction gegeben ist [1]).

Es sei AB, Fig. 274, das ruhende inducirte Element. Der Drath ab sei bei a mit dem einen Pol einer Säule verbunden. Ueber demselben gleite der Drath cd hin, dessen Ende d mit dem anderen Pole der Säule verbunden ist. Die Gleitstelle, in der sich beide Dräthe berühren, sei c. Die Geschwindigkeit der Bewegung von cd in der Richtung von ab sei gleich v. Die Verbindungslinie der Gleitstelle c mit dem inducirten Elemente mache mit der Bewegungsrichtung der Elektricität in dem an der Gleitstelle liegenden Element von ab den Winkel ϑ, mit AB den Winkel φ. Wir werden dann annehmen können, dass der Uebergang der Elektricität von ab in das zunächst liegende Element von cd in der Richtung von ac selbst erfolgt. Dann findet in diesem Elemente in Folge

[1]) W. Weber, Elektrodynamische Maassbestimmungen Tbl. II, S. 323*.

seiner Bewegung eine Aenderung der Geschwindigkeit der Elektricitäten statt, die mit $\pm v$ bezeichnet werden kann.

Fig. 274.



Wenn wir daher auf den vorliegenden Fall, die Betrachtungen des §. 617 anwenden wollen, so haben wir nur diese Geschwindigkeitsänderung $\pm v$ zu betrachten (welche durch die Linien CN und CN_1, Fig. 273, dargestellt wird), nicht aber die eigentliche translatorische Bewegung des Leiters cd. In der Formel 2, §. 617, fällt mithin das erste Glied fort, und für den Werth $\frac{dc}{dt}$ in derselben tritt der Werth v ein. Ist die Geschwindigkeit der Elektricität in der ruhenden Leitung ab gleich c, so wird in das gleitende Element in der Zeit dt die Elektricitätsmenge $ecdt$ eintreten. Diese muss dann in der Formel statt eds gesetzt werden. Setzen wir noch $aec = i$, gleich der Intensität des inducirenden Stromes, so erhalten wir den durch die Geschwindigkeitsänderung an der Gleitstelle bedingten Antheil der in der Richtung von AB inducirten elektromotorischen Kraft:

$$-\frac{a}{2r}\, i\, v\, ds_l\, dt \cos\Theta \cos\varphi.$$

Ausserdem tritt aber bei der Bewegung des gleitenden Leiters aus der Lage cd in die Lage $c_1 d_1$ auch das Element cc_1 in den früheren Stromkreis ein. Die Länge dieses Elementes ist vdt, in welcher gleichzeitig die Stromintensität von 0 bis i ansteigt, so dass die durch dasselbe in dem Elemente ds_l inducirte elektromotorische Kraft gleichfalls ist

$$-\frac{a}{2r}\, i\, ds_l\, v\, dt \cos\Theta \cos\varphi.$$

Die elektromotorische Kraft, welche durch das an der Gleitstelle eintretende Element sowohl in Folge der Geschwindigkeitsänderung der Elektricitäten als auch in Folge des Eintritts neuer Stromelemente in den inducirenden Kreis inducirt wird, ist also gerade doppelt so gross, wie die durch letztere Ursache allein inducirte elektromotorische Kraft.

Wenden wir diese Angaben auf den Versuch des §. 566 an, so erhält man, nach Weber [1]), wenn der Radius des inducirenden Kreises R ist, die Intensität des inducirten Stromes bei einmaliger Umdrehung des beweglichen radialen Leiterstückes:

---

[1]) W. Weber, Elektrodynamische Maassbestimmungen S. 375.*

1. die durch das letztere inducirte elektromotorische Kraft . . $a i \pi^2 R$
2. die durch den Eintritt neuer Stromelemente in den inducirenden Kreis inducirte Kraft, in welchen die Stromintensität von 0 bis i zunimmt . . . . $- a i \pi^2 R$
3. die durch die Geschwindigkeitsänderung der Elektricitäten an der Gleitstelle des beweglichen radialen und ruhenden kreisförmigen Leiters des inducirenden Stromes inducirte Kraft, welche der ad 2 erhaltenen gleich ist . . . . . . $- a i \pi^2 R$

Zusammen erhält man also die elektromotorische Kraft . . $- a i \pi^2 R$

Es ist ersichtlich, dass, wenn die Wirkung an der Gleitstelle nicht vorhanden wäre, überhaupt keine inducirte elektromotorische Kraft bei einmaliger Umdrehung des Radius auftreten würde, indem sich die ad 1 und 2 erwähnten Wirkungen gerade aufheben.

Ganz dieselben Resultate würden wir aus dem Gesetz von Neumann erhalten, wenn wir berücksichtigen, dass sich der inducirende Kreis bei einmaligem Umschwung des Radius gerade um seine ganze Peripherie vermehrt hat.

622 Felici [1]) hat die Theorie der Inductionsströme in einer etwas abweichenden Weise entwickelt.

Mit Hülfe der §. 558 bis 561 mitgetheilten experimentellen Resultate gelangt er auf einem ganz ähnlichen Wege, wie Ampère zu seiner Formel in Betreff der elektrodynamischen Wirkung, zu folgendem Ausdruck, welcher die elektromotorische Kraft E angiebt, die in einem Leiterelemente ds_1 inducirt wird, während in einem Elemente ds ein Strom von der Intensität Eins entsteht oder verschwindet:

$$E = A\left(\frac{d^2 r}{ds\, ds_1} + K \frac{1}{r} \frac{dr}{ds} \frac{dr}{ds_1}\right) ds\, ds_1 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

wo r der Abstand der Elemente, K und A Constante sind. Diese Formel unterscheidet sich von der von Neumann gegebenen, zunächst für geschlossene Leiter gültigen Formel durch die unbekannte Constante K.

Gehören die Elemente ds und ds_1 in sich geschlossenen Stromeskreisen an, so fällt bei der Integration das erste Glied fort und die in dem Inductionskreise erzeugte elektromotorische Kraft ist

$$P = K \int\!\!\int \frac{1}{r} \frac{dr}{ds} \frac{dr}{ds_1}\, ds\, ds_1 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

wo der Werth P das Potential beider Stromkreise auf einander ist.

Dieselbe elektromotorische Kraft wäre nach den Versuchen des §. 560 inducirt worden, wenn der inducirende Kreis dem inducirten aus unendlicher Entfernung genähert oder aus seiner Lage in dessen Nähe bis zur unendlichen Entfernung von ihm entfernt worden wäre.

Wird daher der inducirende Leiter aus einer Lage in die andere ge-

[1]) Felici, Nuovo Cimento T. I, p. 325; T. II, p. 321. 1855;* T. III, p. 198. 1856;* T. IX, p. 75. 1859.* Ann. de Chim. et de Phys. [3.] T. XL, p. 251. 1854;* T. LI, p. 378. 1857;* T. LVI, p. 106. 1859.*

bracht, für welche beide Lagen der Werth P resp. P_1 und P_2 ist, so ist die inducirte elektromotorische Kraft:

$$S = P_2 - P_1 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Diese Formel stimmt mit der von Neumann gegebenen vollkommen überein.

Neben diesen Sätzen nimmt Felici ganz abweichend von den übri- 623
gen Theorieen noch eine besondere Induction an, welche stattfindet, wenn ein nicht in sich geschlossener Theil s_1 des inducirten Kreises mit seinen beiden Enden auf einer leitenden Fläche gleitet. Es soll in diesem Falle der Ausdruck der inducirten elektromotorischen Kraft werden:

$$\Sigma = (P_2 - P_1) - (\Pi_2 - \Pi_1) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

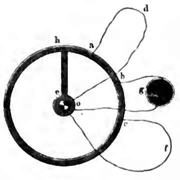
wo P_2 und P_1 die Potentiale des inducirenden Stromes auf den nicht geschlossenen Theil s_1 des inducirten Kreises in seiner Anfangs- und Endlage, Π_2 und Π_1 die Potentiale des ersteren auf die von den Enden des inducirten Theiles s_1 auf der leitenden Fläche beschriebenen Curven sind.

Es befinde sich z. B. über dem Pole eines Elektromagnetes eine kreisrunde Metallscheibe, deren Axe mit dem einen Ende des Galvanometerdrathes verbunden ist. An den Rand der Scheibe werde das eine Ende des Drathes einer Spirale gelöthet, welche andererseits gleichfalls mit dem Galvanometer verbunden und so aufgestellt ist, dass in ihr beim Erregen des Magnetes kein Strom inducirt wird. Wird nun, während der Magnet constant wirkt, die Metallscheibe gedreht, so dass sich ein Theil des Drathes der Spirale auf ihre Peripherie aufwickelt, so zeigt das Galvanometer keinen Inductionsstrom an. Es ist aber bei diesem Versuche der Drath der Spirale aus einer Lage, bei der bei Erregung des Magnetes kein Strom in ihm inducirt wird, in eine solche Lage übergegangen, in welcher hierbei die inducirende Wirkung ein Maximum ist. Zugleich gleitet aber auch in jedem Augenblicke das sich aufwickelnde Ende des Drathes auf der Peripherie der Scheibe. Die durch letzteren Process bewirkte Induction soll also der durch den ersteren erzeugten Induction gerade gleich und entgegengesetzt sein. — Indess würde auch nach dem Lenz-Neumann'schen Gesetze, wenn z. B. der Mittelpunkt der gedachten Scheibe mit dem Galvanometer verbunden wäre, die jedesmalige Inductionswirkung auf ihre Radien, welche von dem Centrum zu den Punkten ihrer Peripherie gehen, auf die sich der Drath der Spirale gerade aufwickelt, bei einer bestimmten Drehung der Scheibe gleichfalls die Induction auf den sich aufwickelnden Drath gerade compensiren, so dass die Annahme der Induction beim Gleiten bei diesem Versuche noch nicht unbedingt nöthig ist. — Das von Felici als Ursache der Induction betrachtete Gleiten findet auch bei der unipolaren Induction statt. Wenn z. B. eine horizontale Metallscheibe um ihren Mittelpunkt rotirt, unter dem sich die Axe eines verticalen Magnetes befindet, so würden, nach den Lenz-Neumann'schen Sätzen, in allen ihren radialen Elementen elektromotorische Kräfte inducirt werden.

Verbände man daher ihren Mittelpunkt und einen Punkt ihres Randes mit dem Galvanometer, so wäre der in demselben entstehende Strom nur aus der Scheibe abgeleitet. Nach Felici würde indess gerade an den Ableitungsstellen die Induction auftreten. — Um dies zu beweisen, stützt er sich namentlich auf folgenden Versuch:

Aus dünnem Kupferblech war eine kleine, 1 Ctm. im Durchmesser haltende Scheibe *o*, Fig. 275 ausgeschnitten, welche durch einen radialen schmalen Kupferstreifen *eh* mit einem ihr concentrischen Ringe *habc* von 10 Ctm. Durchmesser verbunden war. Diese Vorrichtung war auf einer runden horizontalen Holzscheibe befestigt und wurde mit derselben über einem verticalen Magnetstab von 1 Meter Länge, dessen Axe durch das Centrum der Scheibe ging, in Rotation versetzt. Das Centrum der Scheibe *o* und ein Punkt *b* des Ringes *habc* wurden mit einem Galvanometer *g* verbunden und die Ablenkung seiner Nadel bestimmt. Wurden nun zwei Dräthe *ado* und *cfo* von geringem Widerstande mit ihren Enden zu beiden Seiten dicht neben dem Punkte *b* auf den Ring *habc* und das Centrum *o* gesetzt, so blieb dabei der Ausschlag der Nadel ungeändert.

Fig. 275.



Felici meint deshalb, die elektromotorische Kraft könne nicht, wie es sich aus dem Lenz'schen Gesetze ergiebt, in dem Radius *eh* allein erzeugt, sondern sie müsse an allen einzelnen Gleitstellen *a*, *b*, *c* aufgetreten sein, da im ersteren Falle durch das Anlegen verschiedener Leitungen *ado*, *bgo*, *cfo* an Stelle der einen *bgo*, die Stromintensität in letzterer vermindert worden wäre. — Ist indess der Widerstand des Radius *eh* klein gegen den der Dräthe *ado*, *bgo*, *cfo*, so wird beim Anlegen mehrerer Leitungen der Widerstand des durch sie und *eh* gebildeten Schliessungskreises fast in gleichem Maasse abnehmen, als ihre Zahl wächst, und ebenso, wenn die elektromotorische Kraft nur in *eh* auftritt, auch die Gesammtintensität des durch dieselbe erzeugten inducirten Stromes wachsen. Der durch *bgo* fliessende Zweig desselben bewahrt dann gleichfalls seine Intensität nahezu unverändert. — Es ist also von vornherein ohne gründliche Messungen dieser Versuch kein Beweis für die Induction an den Gleitstellen *a*, *b*, *c*.

Auch ein anderer Versuch von Felici scheint nicht unbedingt gegen die Theorie von Neumann zu sprechen. Er legte einen in sich geschlossenen Ring von weichem Eisendrath von 2^{mm} Dicke um einen Holzring von 80^{mm} innerem und 100^{mm} äusserem Radius und umwand den Holzring mit einer Drathspirale, durch welche ein Strom geleitet wurde. Wurde

nun neben dem Ringe ein mit dem Galvanometer verbundener Drath aufgestellt, so entstand beim Oeffnen und Schliessen des den Eisenring magnetisirenden Stromes in demselben kein Inductionsstrom, wenn der Drath nicht durch den inneren Raum des Eisenringes hindurchgeleitet war. In diesem Falle entstand indess ein solcher.

Wurden durch den Eisenring verschiedene Dräthe gezogen und entgegengesetzt mit dem Galvanometer verbunden, so hoben sich die Inductionsströme in ihnen auf, welches auch ihre Lage war.

Nach der Neumann'schen Theorie müsste hierbei der Inductionsstrom in dem durch das Innere des Eisenringes hindurchgeführten Drath ebenso stark sein, als wenn der Drath, während der Eisenring constant magnetisirt bliebe, aus weiter Entfernung in seine Lage gebracht würde. Da indess in jeder Lage desselben die elektromagnetische Wirkung des Eisenringes mit der ihn umgebenden, ein in sich geschlossenes Solenoid darstellenden Spirale auf jedes Element des Drathes Null ist, so sollte nach Felici hierbei kein Inductionsstrom entstehen. Indess ist zu beachten, dass bei der Bewegung des Drathes aus weiter Entfernung bis in die Lage, in der er durch den inneren Raum des Eisenringes hindurchgeht, nothwendigerweise an einer Stelle eine Durchschneidung des letzteren durch ein Element des Drathes stattfinden und dabei eine Inductionswirkung auftreten würde, so dass wohl auch diese Erscheinung auf die Neumann'sche Theorie zurückgeführt werden kann.

Wir haben endlich noch der von Faraday[1]) aufgestellten Theorie 624
der Induction zu erwähnen, nach der die in einem bewegten Drath durch einen Magnet inducirte elektromotorische Kraft proportional ist der Zahl der bei der Bewegung des Drathes geschnittenen Magnetkraftlinien, in denen sich die magnetische Kraft mit unveränderter Intensität vom Magnete nach allen Seiten fortpflanzt. Hierbei soll der Winkel, in dem die Durchschneidung geschieht, so wie die Convergenz oder Divergenz der Kraftlinien auf die Grösse der Inductionswirkung ohne Einfluss sein.

Faraday hat diesen Satz namentlich durch Versuche über die unipolare Induction zu beweisen versucht. Lässt man in der That einen beliebig geformten Drath mit festliegenden Endpunkten in der Nähe eines Magnetpoles sich bewegen, so ist die Zahl der dabei geschnittenen Magnetkraftlinien nur von der Lage jener Endpunkte, nicht aber von der sonstigen Gestalt des Drathes abhängig, und dieselbe Beziehung findet man für die Grösse der inducirten elektromotorischen Kraft. — Ist ein Drath, welcher um die Magnetaxe rotirt, in sich geschlossen, so schneidet bei der Drehung die eine Hälfte des Drathes die Kraftlinien in der gleichen Richtung wie die andere; die Induction in beiden Hälften hebt sich auf. — Geht die Induction von mehreren magnetischen Punkten aus, so addiren sich ihre Wirkungen. — Ebenso ist bei einer bestimmten Drehung von Drathrechtecken von glei-

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. XXVIII und XXIX.

cher Drathlänge, aber verschiedener Oberfläche, unter Einfluss des Erdmagnetismus die Induction der Oberfläche derselben proportional, da die Zahl der durch die Kanten des Rechtecks geschnittenen Magnetkraftlinien gleichfalls derselben entspricht. — Dieselben Resultate haben wir indess auch aus der von Neumann gegebenen Theorie der Induction abgeleitet, welche für geschlossene Leiterkreise mit der Theorie von Weber übereinstimmt. Ebenso würde man auch in anderen Fällen diese Uebereinstimmung nachweisen können, z. B. bei dem Einsenken eines Magnetes in eine Spirale u. s. f. Die, die inducirte elektromotorische Kraft angebende Aenderung des Potentials des Magnetes auf die Stromesleiter entspricht immer der Aenderung der Oeffnung des durch den Pol als Spitze und den Leiter als Basis gelegten Kegels. Dieselbe Aenderung der Kegelöffnung entspräche bei gleichförmiger Verbreitung auch der Aenderung der Zahl der Magnetkraftlinien, welche durch den inneren Raum des Leiters hindurchgehen, also der Zahl derselben, welche bei der Bewegung des Leiters aus seinem inneren Raume unter Schneidung des Leiters selbst nach aussen hinaustreten. Dass hierbei bei beiden Theorien stets nur die relative Bewegung des Magnetes und Leiters in Betracht kommt, ist von vornherein klar. — Bei unregelmässiger Verbreitung der Magnetkraftlinien würden sich ähnliche Betrachtungen anstellen lassen. — Wie zwischen Magnet und Leiter, nimmt Faraday auch eine Wirkung von Magnetkraftlinien von einem vom Strome durchflossenen Leiter auf einen bewegten Leiter an. Dieselbe würde sich ebenso auf die bekannten Theorieen der Induction zurückführen lassen. — Nothwendig ist hiernach die Theorie von Faraday jedenfalls nicht zur Erklärung der Inductionserscheinungen, da sich dieselben vollständig aus den früheren Theorieen gleichfalls ableiten lassen [1]). Die Entscheidung über ihre Bedeutung wird sich erst durch weitere Untersuchungen über die Art fällen lassen, in der sich die Wirkungen in die Ferne fortpflanzen.

VIII. Bestimmung der Inductionsconstante.

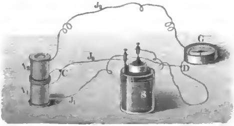
625 Nach §. 611 ist die Intensität eines, in einem geschlossenen Leiter bei der Bewegung eines geschlossenen Stromkreises inducirten Stromes gleich dem Unterschiede der Potentiale des Stromes in Bezug auf den von einem Strome von der Intensität Eins durchflossen gedachten Leiter vor und nach der Bewegung, dividirt durch den Widerstand des Leiters und multiplicirt mit der Inductionsconstante ε. Diese Inductionsconstante muss numerisch bestimmt werden.

Zur Bestimmung derselben hat Kirchhoff [2]) folgenden Weg eingeschlagen. Es seien A_1 und A_2, Fig. 276, zwei Drathspiralen, welche auf

1) Vergl van Rees, Pogg. Ann. Bd. XC, S. 415. 1853.* — 2) Kirchhoff, Pogg. Ann. Bd. LXXVI, S. 412. 1849.*

einander indncirend einwirken können. Dieselben sind durch einen Drath $A_1 C A_2 D$ mit einander zu einem geschlossenen Kreise verbunden, in den bei G ein Galvanometer, bei S eine galvanische Säule von der elektromotorischen Kraft E eingeschaltet ist. Verbindet man nun noch die Punkte

Fig. 276.



C und D durch einen Drath CD, nnd sind die Intensitäten und Widerstände:

in dem Stromzweige $CD \quad = I_0$ und w_0
„ „ „ $CA_1 SD = I_1$ „ w_1
„ „ „ $CA_2 GD = I_2$ „ w_2,

so ist nach den Kirchhoff'schen Gesetzen der Stromverzweigung:

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{w_0}{w_0 + w_2} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (1)$$

Entfernt man jetzt die Spirale A_2 von A_1 um ein Bestimmtes, so wird in beiden Spiralen ein Strom inducirt. Die gesammte elektromotorische Kraft des in A_2 inducirten Stromes sei e_2, die des Stromes in A_1 sei e_1, die Intensitäten der durch diese Induction in den einzelnen Zweigen der Leitung indncirten Ströme seien $i_0\, i_1\, i_2$; dann ist:

$$i_2 = \frac{e_2 (w_0 + w_1) + e_1 w_0}{w_0 w_1 + w_1 w_2 + w_2 w_0} \quad \ldots \ldots \quad (2)$$

Es sei e die gesammte elektromotorische Kraft, welche in A_2 inducirt worden wäre, wenn während seiner Bewegung A_1 von einem Strome von der Intensität Eins durchflossen wäre, oder ebenso die in A_1 indncirte elektromotorische Kraft, wenn A_2 vom Strome Eins durchflossen wäre; dann ist:

$$e_1 = I_2 e, \qquad e_2 = I_1 e, \quad \text{also nach (2):}$$

$$i_2 = \frac{I_1 (w_0 + w_1) + I_2 w_0}{w_0 w_1 + w_1 w_2 + w_2 w_0}\, e,$$

und nach (1):

$$\frac{i_2}{I_2} = \frac{(w_0 + w_1)(w_0 + w_2) + w_0^2}{w_0 w_1 + w_1 w_2 + w_2 w_0} \cdot \frac{e}{w_0} \quad \ldots \ldots \quad (3)$$

Ist der Drath CD so dick und kurz gegen den Drath der Spiralen

A und A_1, dass man den Widerstand w_0 gegen w_1 und w_2 vernachlässigen kann, so wird der Factor von $\frac{e}{w_0}$ gleich 1, und es bleibt:

$$\frac{i_2}{I_2} = \frac{e}{w_0} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Bezeichnet man nun das Potential der Spiralen A_1 und A_2 aufeinander, wenn die eine von einem Strom von der Intensität Eins durchflossen wäre, vor und nach ihrer Bewegung mit V und v, so ist:

$$e = \varepsilon\,(V - v),$$

also nach (4):

$$\varepsilon = \frac{i_2}{I_2}\,\frac{w_0}{(V - v)}.$$

Wird bei dem Versuche die Spirale A_2 so weit von A_1 entfernt, dass diese Entfernung als unendlich gross angesehen werden kann, so ist $v = 0$, also:

$$\varepsilon = \frac{i_2}{I_2}\,\frac{w_0}{V} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Um die Constante ε zu berechnen, sind in dieser Formel die Werthe i_2, I_2, w_0, V zu bestimmen.

626 Der Werth P lässt sich durch Rechnung bestimmen, wenn man die Dimensionen der Spiralen kennt. Er ist nach §. 608 gleich der halben negativen Summe der Producte aller Elemente der einen Spirale mit allen Elementen der anderen, welche Producte jedesmal mit dem Cosinus der Neigung der betreffenden Elemente multiplicirt und ihrer Entfernung dividirt sind. Die Potentiale sind also lineare Grössen. — Der Werth $\frac{i_2}{I_2}$ ergiebt sich folgendermaassen:

Es sei

die horizontale Componente des Erdmagnetismus . . . . $= P$
das Moment der Galvanometernadel . . . . $= M$
ihr Trägheitsmoment und ihre Schwingungsdauer . . . . $= k$ und T
das ihr durch einen Strom von der Intensität Eins ertheilte
Drehungsmoment . . . . $= d$.

Wird die Nadel durch den constanten Strom I_2 um den Winkel α abgelenkt, so ist, wenn α klein ist:

$$PM\alpha = I_2\,d,$$

oder, da nach §. 156

$$PM = \frac{\pi_2 k}{T^2} \text{ ist,}$$

$$\pi^2 k\alpha = T^2 I_2 d.$$

Wird die Nadel nach ihrer Ablenkung um α durch den momentanen Strom i_2 getroffen, so können wir annehmen, wenn α klein ist, dass der Strom i_2 auf die Nadel ebenso wirke, wie wenn sie sich in der Ruhelage

befände. Wird dabei der Ausschlag um den Werth $\beta - \alpha$ vermehrt, so ist noch mit Berücksichtigung der Dämpfung der Schwingungen die der Nadel durch den momentanen Strom ertheilte Geschwindigkeit:

$$C = \frac{d i_2}{k} = (\beta - \alpha) \frac{\pi}{T} e^{\frac{\lambda}{\pi} \operatorname{arc\,tg} \frac{\pi}{\lambda}},$$

wo λ das logarithmische Decrement der Schwingungen ist (vergl. §. 185). So ergiebt sich

$$\frac{i_2}{I_2} = \frac{\beta - \alpha}{\alpha} \frac{T}{\pi} e^{\frac{\lambda}{\pi} \operatorname{arc\,tg} \frac{\pi}{\lambda}} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (6)$$

Da bei den Versuchen nicht immer abgewartet wurde, dass die Nadel genau den Stand α angenommen hatte, so musste in $\beta - \alpha$ statt α der Werth α_1 substituirt werden, dem ihr Ausschlag zur Zeit des Inductionsstromes entsprach.

Der Widerstand w_0 des Drathes CD war schwierig zu bestimmen; 627
es wurde deshalb bei einem zweiten Versuche in denselben noch ein Drath von bestimmtem Widerstande $w'_0 - w_0$ eingefügt, wodurch sich der Widerstand des nun in die Schliessung zwischen C und D eingefügten Drathes auf w'_0 vermehrt hatte.

Bezeichnen I'_2 und i'_2 die bei diesem Widerstande erhaltenen Intensitäten des primären und inducirten Stromes in dem Schliessungszweige $CI_2\,GD$, so ist nach Einsetzen dieser Werthe in die Gleichung 5:

$$\varepsilon = \frac{w'_0 - w_0}{\left(\frac{I'_2}{i'_2}\right) - \left(\frac{I_2}{i_2}\right)} \frac{1}{V} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (7)$$

Um diese Einfügung vorzunehmen, war der Drath CD horizontal ausgespannt und trug ein Quecksilbernäpfchen, welches auf verschiedene Stellen des Drathes geschoben werden konnte. Das eine Ende des Drathes wurde bei C, das Quecksilbernäpfchen bei D mit der Leitung verbunden. Der Drath bestand aus Kupfer, dessen specifische Leitungsfähigkeit gleich 1 gesetzt wurde. Die Länge des eingefügten Drathes betrug 14,9097 Zoll, die Dicke des Drathes 0,4061 Quadratlinien. So ist sein Widerstand etwa

$$w'_0 - w_0 = \frac{5000}{1 \text{ Zoll}}.$$

Dieser Widerstand ist proportional der Länge, umgekehrt proportional dem Querschnitte des Drathes, also eine Grösse des — 1ten Grades in Bezug auf die Längendimension. Da $\frac{1}{V}$ ebenso eine Grösse des — 1ten Grades ist, so ist ε eine Grösse des — 2ten Grades in Bezug auf die Längendimension.

Als Galvanometer diente bei den Versuchen ein Multiplicator von 628
200 Windungen von Kupferdrath von $1/_{66}''$ Dicke, in welchem ein $4''$ langer, $1/_2''$ breiter und dicker, mit einem Spiegel versehener Magnet schwang,

dessen Stellung an einer 12′ entfernten Scala abgelesen wurde. Die Inductionsspiralen waren aus demselben Drath gewickelt wie der Multiplicator. Die inducirende A_1 bestand aus zwei ineinander befindlichen Spiralen von 1″ Höhe, von denen die eine 1,48″ inneren, 1,66″ äusseren Radius, die andere 1,3″ inneren, 1,48″ äusseren Radius besass. Diese beiden Spiralen wurden mit ihren Axen senkrecht aufgestellt. — In diese Spiralen war die inducirte Spirale A_2 von 1″ Höhe, 0,5″ innerem und 1,155 äusserem Radius so eingeschoben, dass die Grundflächen der Spiralen in der gleichen Ebene lagen. Dieselbe wurde durch einen an ihrer oberen Fläche befestigten, über eine Rolle gehenden Faden in die Höhe gezogen. Die Drathleitungen waren so vorgerichtet, dass durch die hierbei bewirkte Aenderung ihrer Lage keine besondere Einwirkung auf die Nadel des Galvanometers ausgeübt wurde.

Zur Verstärkung der Induction wurde der Strom zwischen den beiden inducirenden Spiralen getheilt. Hierdurch ändert sich der Werth des Potentials V in V_I. Sind die Potentiale der inneren und äusseren inducirenden Spirale auf die inducirte V_i und V_a, sind ihre Widerstände w_i und w_a, so ist

$$V_I = V_i \frac{w_a}{w_i + w_a} + V_a \frac{w_i}{w_i + w_a}.$$

Durch Rechnung ergab sich

$$V_i = -\ 2{,}229000\ \text{(Zoll)};\ V_a = -\ 2{,}519000\ \text{(Zoll)},$$

woraus $V_1 = 2{,}383000$ (Zoll).

Es ergab sich ferner:

$$\frac{I'_2}{i'_2} = 0{,}4283; \qquad \frac{I_2}{i_2} = 0{,}0252,$$

woraus dann nach Gleichung 7 folgt:

$$\varepsilon = \frac{1}{192\ \text{Quadratzoll}}.$$

Wir wiederholen, dass hier bei der Messung der Intensitäten der Ströme das elektrodynamische Maass des §. 19 zu Grunde gelegt ist.

Nähme man als Einheit der Geschwindigkeit für die durch die elektrodynamische Wirkung gegen einander bewegten Stromelemente die Geschwindigkeit von 1000 Fuss (313853mm) in der Secunde; als Einheit des Widerstandes den eines Kupferdrathes von einer Quadratlinie (4,75 Quadratmillimeter) Querschnitt und 0,434 Zoll (11,35mm) Länge, so wäre die Inductionsconstante ε gleich Eins.

Würde das Geschwindigkeitsmaass und das Widerstandsmaass in gleichem Verhältniss geändert, so würde sich der Werth der Inductionsconstante ε nicht ändern, da dann die Werthe $\frac{I}{i}$ und $w'_0 - w_0$ in Formel 7 in gleicher Weise variiren.

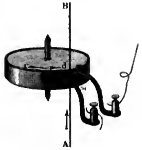
Zweites Capitel.

Induction in körperlichen Leitern. Rotationsmagnetismus.

Wie in linearen Leitern, so werden auch in Leitern von mehreren Dimensionen Ströme inducirt, deren Richtung im Allgemeinen stets unter Anwendung des Lenz'schen Satzes erkannt werden kann. Einige einfachere Fälle der Art, bei welchen die Induction durch galvanische Ströme geschieht, sind schon früher von Nobili beobachtet worden. Man erhält bei denselben zugleich continuirlich andauernde Inductionsströme. 629

Nobili[1]) setzte z. B. einen verticalen, an dem Rande einer Holzscheibe von 5 Zoll Durchmesser befestigten Kupferstreifen, Fig. 277, in schnelle Rotation. An dem oberen und unteren Rande der Scheibe wurden an zwei Punkten die Enden zweier zum Galvanometer führender Dräthe (besser zwei mit denselben verbundene Federn) aufgesetzt. Befindet sich nun ein verticaler, in der Richtung des Pfeiles, z. B. von unten nach oben, vom Strom durchflossener Leiter AB, Fig. 277, neben dem Kupferstreifen, und rotirt letzterer in der Richtung des Pfeiles cd, so entfernen sich die gerade vor dem Leiter AB befindlichen Theile des Streifens bei ihrer Bewegung gegen die Ableitungspunkte ss_1 hin von AB. In ihnen entsteht dann bei gleichmässiger Rotationsgeschwindigkeit ein continuirlicher Inductionsstrom, der dem in AB vorhandenen Strome

Fig. 277.



[1]) Nobili, Antologia di Firenze, 1832, Nro. 142; Pogg. Ann. Bd. XXVII, S. 401. 1833.*

gleichgerichtet ist, also in unserer Figur von s_1 nach s fliesst. Ein Theil des Stromes gleicht sich in den von AB entfernter liegenden Theilen des Kupferstreifens selbst aus, ein anderer Theil verzweigt sich von s und s_1 aus durch die daselbst anliegenden Federn. — Wird die Holzscheibe mit dem Kupferstreifen entgegengesetzt gedreht, so nähern sich die Theile desselben dem Leiter AB bei ihrem Durchgange durch die Linie ss_1; der Strom ist dann dem Strom in AB entgegengerichtet und fliesst von s nach s_1.

630 Lässt man den Kupferstreifen rotiren, während in der Höhe seines oberen Randes ein horizontaler geradliniger Leiter ABE, Fig. 278, oder ein kreisförmiger Leiter ABE, Fig. 279, liegt, so entfernen sich, wenn der Streifen in der Richtung des Pfeiles cd rotirt, die unter ss_1 liegenden Theile desselben von den zwischen A und B liegenden Stellen des Stromleiters ABE. Fliesst nun z. B. der Strom in ABE in der Richtung von A nach B und E, so wird dadurch in den Theilen unter ss_1 ein Strom inducirt, welcher dieselben den Theilen AB des Stromleiters durch seine elektrodynamische Wirkung nähern würde, also wie der Strom AB zur Kreuzungsstelle beider Ströme hinfliesst, d. h. die Richtung $s_1 s$ hat. Ebenso wird durch die Annäherung der links von ss_1 liegenden Theile des Streifens an die Theile BE des Leiters ABE in den ersteren ein dem Strom in letzterem entgegengesetzter Strom inducirt, der, da jener Strom von der Kreuzungsstelle fortfliesst, wiederum von s_1 nach s fliesst. Beide Ströme addiren sich zu einem gemeinschaftlichen, von s_1 nach s fliessenden Strom, von dem ein Theil durch die Dräthe e und f zum Galvanometer sich verzweigt. — Bei der Umkehrnug der Rotationsrichtung des Streifens kehrt sich selbstverständlich auch die Richtung der inducirten Ströme um.

Fig. 278.

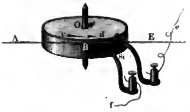
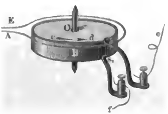


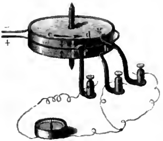
Fig. 279.



Liegt der Stromleiter auf halber Höhe des Streifens, so wird analog in der oberen und unteren Hälfte die Richtung der inducirten Ströme die entgegengesetzte sein, und zwar werden, je nachdem die Richtung der Rotation des Streifens der Richtung des Stromes im Leiter gleich- oder entgegengerichtet ist, die inducirten Ströme von beiden Rändern des

Streifens zu seiner Mitte oder von letzterer zu seinen Rändern fliessen.

Fig. 280.



Lässt man also eine Feder *f*, Fig. 280, gegen die Mitte des Streifens, zwei andere Federn *g* und *h* gegen die Ränder desselben schleifen, verbindet die Feder *f* mit dem einen Ende des Drathes eines Galvanometers, und die beiden Federn *g* und *h* mit dem anderen Ende desselben, so erhält man in demselben einen Strom; nicht aber, wenn man nur die Federn *g* und *h* mit dem Galvanometer verbindet.

Lässt man eine dicke massive Platte oder Kugel von Kupfer, Fig. 281, 631
neben einem geraden oder inmitten eines kreisförmigen Leiters rotiren, dessen Ebene auf der Rotationsaxe senkrecht steht, so entstehen in derselben ganz ebenso inducirte Ströme, welche also in der Kugel von den Polen zu dem in der Ebene des Leiters liegenden Aequator derselben, oder umgekehrt fliessen. Ohne eine Ableitung der Pole der Kugel einerseits, der äquatorialen Zone derselben andererseits zum Galvanometer würde man nur eine Anhäufung von statischer Elektricität an den Polen und am Aequator erhalten.

Liegt der kreisförmige Leiter in einer durch die Rotationsaxe gelegten Meridianebene der Kugel, so haben die in ihr inducirten Ströme die in Fig. 282 angedeutete Richtung und gleichen sich in der Masse

Fig. 281.

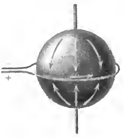


Fig. 282.



der Kugel selbst aus. Man kann die Intensität der inducirten Ströme hierbei verstärken, wenn man den inducirenden Leiter aus mehreren Windungen bildet.

Nähert man der Kugel eine Declinationsnadel an verschiedenen Stellen, so wird ihr einer oder anderer Pol von derselben angezogen, indem die in sich geschlossenen Inductionsströme auf die Nadel wie ein in der Kugel liegender Magnet wirken.

Wird der kreisförmige Leiter mit der rotirenden Kugel oder den rotirenden Kupferringen fest verbunden, indem man z. B. seine Enden an zwei auf die Rotationsaxe aufgesetzte Metallscheiben löthet, gegen welche zwei mit den Polen der Säule verbundene Federn schleifen, so kann man bei der Rotation des ganzen Systems keine inducirten Ströme erhalten, da sich nun die relative Stellung der einzelnen Punkte des Stromleiters und der inducirten Kupfermasse nicht ändert.

632 Die durch galvanische Ströme in bewegten Metallmassen inducirten Ströme wirken wie alle anderen Ströme durch ihre elektrodynamischen Eigenschaften auf die inducirenden Ströme zurück. Sind die Leiter der letzteren daher beweglich, so können sie hierdurch aus ihrer Ruhelage abgelenkt werden.

Hängt man z. B. einen in Form eines Parallelogrammes gebogenen Kupferdrath an zwei Stahlspitzen in dem Ampère'schen Statif, Fig. 18, auf, so stellt er sich durch die Einwirkung des Erdmagnetismus mit seiner Ebene von Ost nach West ein. Bringt man jetzt unter die untere Seite des Parallelogrammes eine rotirende Kupferscheibe, so dass die erstere mit dem Durchmesser der letzteren zusammenfällt, so werden bei der Rotation der Scheibe in ihren, der unteren Seite des Parallelogrammes sich nähernden Theilen Ströme inducirt, die den Strömen in jener Seite entgegengerichtet sind; in den von derselben sich entfernenden Theilen aber gleichgerichtete Ströme. Die ersteren Ströme stossen den Drath ab, die letzteren ziehen ihn an, so dass das Drathparallelogramm im Sinne der Rotation der Scheibe aus seiner Lage abgelenkt wird.

Lässt man bei diesen Versuchen die Kupferscheibe z. B. unter dem Fig. 13 §. 11 abgebildeten Apparat rotiren, so kann man den auf demselben schwebenden Drath leicht in eine continuirliche Rotation versetzen [1]). — Analoge Erscheinungen zeigen sich, wenn man an dem Ampère'schen Statif eine vom Strom durchflossene Drathspirale über einer rotirenden Kupferscheibe aufhängt. Dieselbe folgt ebenfalls der Rotation der Scheibe [2]).

633 Auch durch Magnetoinduction kann man in körperlichen Leitern Ströme induciren. Zieht man z. B. zwischen den Polen eines Magnetes, auf welche man cylindrische Halbanker N und S, Fig. 283, gelegt hat, einen Blechstreifen ab hindurch, und lässt gegen die amalgamirten Ränder desselben zwei Federn c und d schleifen, welche mit dem Galvanometer verbunden sind, so werden in den einzelnen Theilen des Streifens Ströme erregt, auf welche die Magnetpole eine derartige elektromagnetische Wirkung ausüben, dass sie die Bewegung desselben zu hemmen streben. Bei der in der Figur durch den Pfeil angedeuteten Bewe-

---

[1]) Pohl, Pogg. Ann. Bd. VIII, S. 395. 1826.* — [2]) Ampère und Colladon, Bullet. d. Sciences, T. VI, p. 211; Pogg. Ann. Bd. VIII, S. 518. 1826.*

gungsrichtung des Streifens ab müssen die Ströme also von oben nach unten fliessen, da durch solche Ströme die Magnetpole aus der Ebene der Figur nach vorn hin, der Streifen also umgekehrt, seiner Bewegungsrichtung entgegen nach hinten bewegt würde. Der grösste Theil dieser Ströme gleicht sich in den, von den Magnetpolen entfernteren Stellen des Streifens aus; ein Theil derselben verzweigt sich durch das Galvanometer. — Diese Wirkung tritt schon ein, wenn nur ein einzelner Drath, dessen Enden mit dem Galvanometer verbunden sind, in einer gegen seine Axe senkrechten Richtung in der äquatorialen Ebene zwischen den Magnetpolen durchgeschoben wird. — Zieht man eine in einer Ebene gewundene Drathspirale, die man mit dem Galvanometer verbunden hat, zwischen den Magnetpolen durch, so dass ihre Ebene mit der Aequatorialebene zusammenfällt, so behält der inducirte Strom eine constante Richtung, bis die Mitte der Spirale sich zwischen den Magnetpolen befindet, und kehrt sich bei weiterem Fortschieben der Spirale um, da jetzt die inducirten Ströme in den diametral entgegengesetzten Hälften der Windungen der Spirale zwar in Bezug auf die Lage der Magnetpole in der gleichen, in Bezug auf die fortlaufende Richtung des Drathes der Spirale aber in entgegengesetzter Richtung fliessen wie vorher.

Fig. 283.

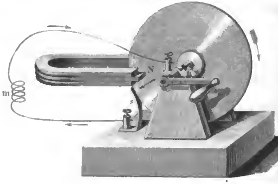


Lässt man analog dem oben beschriebenen Versuch einen reifenförmigen, auf einer Holzscheibe befestigten Metallstreifen (wie in Fig. 277) vor dem einen Pol eines Magnetes rotiren, so erhält man bei Ableitung der Punkte s und s_1 desselben zum Galvanometer constante Ströme.

Ganz ähnliche Inductionserscheinungen erhält man, wenn man eine 634 kupferne Scheibe zwischen den Polen N und S (Fig. 284 a. f. S.) eines Magnetes oder Elektromagnetes in Rotation versetzt. Zweckmässig legt man hierbei gegen die Pole noch zwei cylindrische Halbanker, deren Enden bis dicht an die beiden Seiten der Scheibe herangehen. Die metallene Axe der Scheibe ruht in einem metallenen Lager und ist durch dieses mit dem einen Ende des Drathes eines Multiplicators m verbunden. Gegen den Rand der Scheibe schleift eine Feder s, an der das andere Ende des Multiplicatordrathes befestigt wird. Bei der Rotation der Scheibe weicht die Nadel des Multiplicators aus. Wiederum werden in allen einzelnen Radien der Scheibe Ströme inducirt, durch deren elektromagnetische Wechselwirkung mit den Magnetpolen die Bewegung der Scheibe selbst gehemmt wird. Dieselben müssen also von dem Centrum der Scheibe zu ihrer Peripherie fliessen, wenn, wie in der a. f. S. gezeichneten Figur, der Nordpol des Magnetes sich vor, der Südpol hinter der rotirenden Scheibe befindet, und dieselbe in der durch den Pfeil angedeuteten

Richtung rotirt. Liegt daher die Feder s gegen einen Punkt b oder b_1 der Peripherie, welcher vor oder hinter den Magnetpolen liegt, so wird das mit der Axe der Scheibe und der Feder s verbundene Galvanometer in beiden Fällen einen gleichgerichteten Strom anzeigen. Würde man daher an beiden Punkten b und b_1 der Scheibe Federn schleifen lassen,

Fig. 284.



welche mit dem einen Ende des Drathes des Galvanometers verbunden sind, während das andere Ende desselben zur Axe der Scheibe geführt ist, so addiren sich die beiden, von a nach b und b_1 gehenden Ströme. — Keinen Strom erhält man indess, wenn man nur die beiden gleich weit vor und hinter den Magnetpolen liegenden Punkte b und b_1 mit dem Galvanometer verbindet. — Bei umgekehrter Rotation der Scheibe oder Verwechselung der Magnetpole kehrt sich die Richtung der Inductionsströme in ihr um.

Legt man an die Axe und den Rand der Scheibe keine ableitenden Dräthe, so gleichen sich die Ströme, welche in ihren, den Magnetpolen zunächst liegenden Radien inducirt werden, völlig in den ferneren Theilen der Scheibe aus (vergl. §. 636). Legt man daher an zwei ungleichweit von den Magnetpolen entfernte Punkte derselben Federn, welche mit dem Galvanometer verbunden sind, so erhält man in demselben Ströme, welche von den, in der Scheibe circulirenden Strömen abgezweigt sind [1]).

Ganz gleiche Ströme treten in der Scheibe auf, wenn man sie nur vor einem Magnetpol in Rotation versetzt, z. B. dieselbe in horizontaler Richtung auf die Axe einer Centrifugalmaschine aufsetzt, und unter ihr einen verticalen Magnetstab aufstellt, dessen einer Pol sich dicht unter ihrer Ebene befindet. — Befindet sich der Magnet in der Drehungsaxe der Scheibe, so tritt hierbei die unipolare Induction ein (vergl. §. 575).

Bringt man denselben Pol des Magnetes statt unter der Ebene der Scheibe, dicht über derselben an, so kehrt sich die Richtung der Inductions-

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. I, §. 81 u. folgde;* vergl. auch Nobili l. c.

ströme um, da nun in Bezug auf ihre Bewegung die Richtung der Molekularströme im Magnet umgekehrt erscheint. — Liegt der Magnet in der Ebene der Scheibe, so muss also die inducirende Wirkung Null sein.

Bestände die Scheibe, Fig. 284, statt aus einer massiven Metallplatte, aus einzelnen strahlenförmig von der Axe ausgehenden Spitzen, welche nach einander gegen die Feder s gegenschlügen und zwischen den Magnetpolen hindurchgingen, so wäre die Induction in den einzelnen Spitzen dieselhe, wie vorher in den Radien der vollen Scheibe.

Diese Versuche sind gewissermaassen die Umkehrung der §. 133 beschriebenen Experimente mit dem Barlow'schen Rade. Wie das daselbst gezeichnete Spitzenrad unter dem Einfluss eines Magnetes rotirt, wenn durch dasselbe ein Strom in radialer Richtung geleitet wird, so rotirt in gleicher Weise eine an Stelle des Spitzenrades gesetzte volle Scheibe; umgekehrt wird in beiden, wenn sie mechanisch zwischen den Magnetpolen in Rotation versetzt werden, ein Strom inducirt, der durch seine elektromagnetische Wirkung die Rotation der Scheibe aufhalten würde.

Es bietet ein besonderes Interesse dar, die Richtung der Inductionsströme zu bestimmen, welche in einem, vor einem Magnetpole rotirenden Metallreifen oder einer vor demselben rotirenden Metallscheibe inducirt werden. 635

Bei der mathematischen Berechnung dieser Induction muss man zur Durchführung der Rechnuug annehmen, dass die in irgend einem Element der körperlichen Leiter inducirte elektromotorische Kraft dieselbe sei, wie wenn jenes Element isolirt wäre.

Es wird dann in jedem Element eine Richtung sich feststellen lassen, in welcher die inducirte elektromotorische Kraft ein Maximum ist; in anderen Richtungen ist dieselbe stets gleich jener Kraft, multiplicirt mit dem Cosinus der Neigung zwischen letzteren und der Richtung der grössten Induction.

Nach Feststellung der, in verschiedenen Richtungen inducirten elektromotorischen Kräfte kann man dann nach den Kirchhoff'schen Formeln die Stromescurven in dem körperlichen Leiter berechnen.

Bezeichnet u die freie Spannung an jeder Stelle desselhen, so muss $\frac{d^2u}{dx^2} + \frac{d^2u}{dy^2} + \frac{d^2u}{dz^2} = 0$ sein, wo x, y, z die Coordinaten der einzelnen Punkte bezeichnen; und für die Oberfläche der Körper muss $\frac{du}{dN} = 0$ sein, wo N die auf der Oberfläche errichtete Normale angiebt.

Dabei ist indess zu beachten, dass die inducirte elektromotorische Kraft nicht plötzlich verschwindet, bei sehr schnellen Bewegungen des inducirten Körpers also auch die Induction in Betracht zu ziehen ist, welche in demselben kurz vor dem Augenblick stattfindet, für welchen man die Stromescurven berechnen will (§. 637 und folgende).

Mit Hülfe seiner Theorie der Induction hat Felici diese Rechnung für eine über einem Magnetpol rotirende kreisförmige Scheibe durchgeführt.

636 Auf experimentellem Wege lässt sich die Richtung der Strömungen in bewegten Metallstreifen und rotirenden Scheiben am einfachsten in der Weise lösen, dass man gegen die einzelnen Stellen derselben zwei, mit den Enden des Galvanometerdrathes verbundene Federn drückt und die Punkte aufsucht, zwischen welchen hierbei kein Strom auftritt. Man bestimmt so zunächst die isoelektrischen Curven, auf denen die Linien vertical stehen, welche die Stromesbahnen bezeichnen. Ein ähnliches Verfahren hat Matteucci [1]) angewendet, indem er namentlich den Mittelpunkt der rotirenden Scheibe und verschiedene andere Punkte derselben mit dem Galvanometer verband.

In Fig. 285 bezeichnen auf diese Weise die starken Linien die isoelektrischen, die feineren Linien die Strömungscurven in einer Scheibe, welche in der Richtung der Pfeile über einem Magnetpol S rotirt, dessen Abstand von dem Mittelpunkte der Scheibe ihrem halben Radius gleich ist.

Fig. 285.

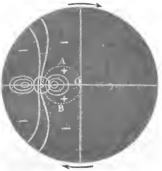
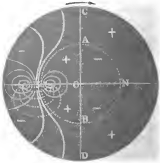


Fig. 286.



Verbindet man den Mittelpunkt O der Scheibe mit dem einen Ende, und einen Punkt, der innerhalb des durch den Pol S gehenden, eine isoelektrische Curve darstellenden Kreises $SABO$ liegt, mit dem anderen Ende des Galvanometerdrathes, so erhält man bei einer bestimmten Richtung der Rotation einen durch das Galvanometer von letzteren Punkten zum Punkt O fliessenden Strom. Bringt man das zweite Ende des Galvanometerdrathes auf Punkte ausserhalb des Kreises $SABO$, so kehrt sich der Strom um, so dass die innerhalb und ausserhalb des Kreises liegenden Punkte der Scheibe verschiedene elektrische Zustände besitzen. Dies ist durch die Zeichen + und — angedeutet. Der Kreis $SABO$ selbst ist demnach eine neutrale Curve ohne Spannung.

[1]) Matteucci, Ann. de Chim. et de Phys. [3.] T XLIX p. 129. 1857.*

Fig. 286 giebt nach **Matteucci** dieselben Resultate für eine über den beiden entgegengesetzten Polen N und S eines oder zweier, vertical gestellter Magnete in horizontaler Richtung rotirende Scheibe. — Der, eine isoelektrische Curve darstellende, durch die Pole N und S gehende Kreis ist nicht mit Sicherheit festzustellen; es wäre möglich, dass er durch zwei, durch die Pole und den Mittelpunkt der Scheibe gehende, annähernd kreisförmige Linien ersetzt werden müsste; dann würden die Erscheinungen der Induction auf beiden Seiten des Diameters $CAOBD$, welcher auf der axialen Linie NS senkrecht steht, den in Fig. 285 gezeichneten Erscheinungen

Fig. 287.

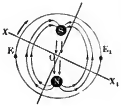
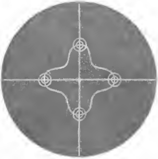


Fig. 288.



analog sein. Der Diameter $CAOBD$ ist gleichfalls eine neutrale Linie, deren Punkte gegen den Mittelpunkt O keine elektrische Spannung zeigen.

Diese Beobachtungen **Matteucci's** stimmen mit den früheren Darstellungen, namentlich von **Nobili**[1]), in Betreff der Stromverzweigung im vorliegenden Falle nicht überein, nach denen man statt der von **Matteucci** aufgestellten vier, nur zwei geschlossene Systeme von Strömungscurven, etwa wie in Fig. 287, annahm.

Fig. 289.



Fig. 288 stellt die isoelektrischen Curven für eine, über vier gleichnamigen Polen N rotirende Scheibe, Fig. 289 für einen ringförmigen, vor einem Pol S rotirenden Metallstreifen dar.

Schon **Nobili**[2]) beobachtete, dass bei schnellem Drehen der rotiren- 637
den Scheibe die Strömungscurven sich im Sinne der Rotationsrichtung verschieben. Er legte die eine Elektrode eines Galvanometers auf die Mitte, die andere auf einen Punkt E oder E_1 (Fig. 287) der Peripherie der Scheibe, welcher um 90 Grad von der Verbindungslinie der Magnetpole abstand. Bei langsamer Drehung der Scheibe zeigte die Galvanometernadel keine Ablenkung. Bei schnellerer Drehung musste er aber die zweite Elektrode im Sinn der Drehungsrichtung gegen einen Punkt X oder X_1 der Peripherie der Scheibe verschieben, um im Galvanometer

[1]) **Nobili**, Pogg. Ann. Bd. XXVII, S. 426. 1833*. — [2]) Ibid.

keinen Strom wahrzunehmen. — Ebenso fand Matteucci (l. c.) die Verschiebung der isoelektrischen Curven. Der Winkel, um den sie sich drehten, soll der Drehungsgeschwindigkeit der Scheibe proportional sein. Die geschlossene neutrale Linie *SANB*, Fig. 286, auf der über zwei Magnetpolen rotirenden Scheibe wurde dabei ein wenig mehr gegen die Mitte derselben zusammengezogen [1]).

Diese Erfahrung würde anzeigen, dass zur völligen Entwickelung der Inductionsströme eine gewisse Zeit erforderlich ist, welche gegen die Rotationsgeschwindigkeit der Scheibe nicht völlig verschwindet; ein Resultat, welches übrigens schon früher mit grosser Bestimmtheit aus dem Verhalten eines, über einer horizontalen rotirenden Metallscheibe vertical aufgehängten Magnetes abgeleitet worden ist (vergl. §. 644).

638 Die bei der relativen Bewegung eines Magnetes und einer Metallmasse in letzterer inducirten Ströme können auf den Magnet selbst durch ihre elektromagnetische Wirkung zurückwirken und Bewegungen desselben hervorrufen, oder die ihm schon ertheilten Bewegungen verändern. Dies zeigt sich bei den von Arago [2]) entdeckten Erscheinungen des sogenannten Rotationsmagnetismus, durch dessen nähere Untersuchung Faraday auf die Entdeckung der Induction geführt wurde.

Stellt man auf eine feine, kurze, auf einer Glasplatte befestigte Spitze eine Magnetnadel, oder hängt eine solche Nadel horizontal an einem Coconfaden dicht über der Glasplatte auf, und dreht unter der Glasplatte eine horizontale Scheibe von Metall z. B. von Kupfer, deren Centrum mit der Drehungsaxe der Magnetnadel zusammenfällt, vermittelst eines Schnurlaufes herum, so wird die Magnetnadel zuerst in der Richtung der Drehung der Metallscheibe aus ihrer Gleichgewichtslage im magnetischen Meridian abgelenkt. Ist die Scheibe dick und gross, die Magnetnadel gehörig lang, so setzt sie sich sogar in eine, der Drehungsrichtung der Scheibe gleichgerichtete Rotation. — Um diese Rotation recht leicht hervorrufen zu können, ist es zweckmässig, die die Nadel richtende Kraft des Erdmagnetismus zu compensiren. Dies geschieht, indem man sich entweder einer Magnetnadel bedient, welche in der Mitte einen Folgepunkt hat, also daselbst z. B. einen Südpol, an den Enden zwei Nordpole zeigt; oder indem man sich der von Trémery angegebenen astatischen Nadel bedient, also dieselbe aus einem Mittelstück von Holz oder Elfenbein zusammensetzt, in welches beiderseits zwei möglichst gleich starke Magnetnadeln in entgegengesetzter Richtung eingelassen sind; oder auch indem man der Nadel von Norden her den Nordpol eines Magnetstabes nähert [3]). — Ist die Na-

[1]) Vergl. auch Matteucci, Ann. de Chim. et de Phys. [3.] T. XXXIX, p. 129. 1853.* — [2]) Arago, Ann. de Chim. et de Phys. T. XXVII, p. 363. 22. Nov. 1824.* ibid. T. XXVIII, p. 325. 1825;* Pogg. Ann. Bd. III, S. 343.* — [3]) Vergl. Prevost und Colladon, Bibl. univ. T. XXIX, p. 315. 1825;* Baumgartner und Ettingshausen, Zeitschr. f. Physik u. Mathematik Bd. I, S. 139;* Böttger, Pogg. Ann. Bd. L, S. 35. 1840;* Barlow, Edinb. philos. Journ. Nro. 25; Baumgartner's Zeitschr. Bd. I, S. 136. 1826.*

del neben der Scheibe aufgestellt, so dass nur ihr einer Pol über derselben sich befindet, so wird bei der Rotation der Scheibe die Nadel in entgegengesetzter Richtung abgelenkt, wie wenn sie über dem Mittelpunkt der Scheibe schwebt.

Hängt man ferner einen Magnetstab an dem einen Arm eines Wagebalkens in verticaler Lage über einer horizontalen Kupferscheibe auf, so wird er von derselben bei der Rotation abgestossen. 639

Wird endlich eine Inclinationsnadel über der rotirenden Kupferscheibe in der Weise aufgehängt, dass sie selbst vertical ist, ihre Drehungsaxe aber auf dem, unter ihr befindlichen Radius der Scheibe senkrecht steht, so wird die Nadel gegen den Mittelpunkt der Scheibe hingezogen, wenn sie sich nahe an demselben befindet; in weiterer Entfernung findet sich eine Stelle der Scheibe, über welcher die Nadel vertical bleibt, in noch weiterer Entfernung wird sie gegen den Rand der Scheibe abgelenkt. Ueber dem Mittelpunkt der Scheibe selbst bleibt die Nadel in Ruhe [1]).

Dieser Versuch lässt sich auch einfach mit einer, an einem Faden vertical aufgehängten Magnetnadel anstellen, die man über die verschiedenen Punkte der Scheibe bringt. — Man kann bei demselben auch nach Pohl [2]) die Scheibe in einer verticalen, auf der Meridianebene senkrechten Ebene rotiren lassen und nun vor verschiedenen Punkten des horizontalen Durchmessers derselben eine Declinationsnadel aufstellen.

Wir haben also drei Componenten der auf die Nadel wirkenden Kraft zu unterscheiden, von denen die erste auf der Ebene der rotirenden Scheibe vertical steht und die Nadel von der Scheibe entfernt; die zweite und dritte aber parallel der Ebene der Scheibe wirken, und zwar in der Richtung der Tangente und in der Richtung des Radius derselben.

In früheren Zeiten nahm man zur Erklärung der vorliegenden Phänomene an, die Pole des Magnetes über der rotirenden Scheibe erzeugten in derselben an den unter ihnen befindlichen Punkten eine ihnen entgegengesetzte Polarität, welche auch noch fortbestände, wenn sich bei der Rotation der Scheibe die unter den Magnetpolen befindlichen Stellen derselben von den Polen ein wenig entfernten [3]). — Diese Erklärung würde indess nur bei Metallen in Anwendung kommen können, die stark magnetisch sind, z. B. bei Eisen. Auch würde durch die Magnetisirung der rotirenden Scheibe durchaus nicht die Abstossung der vertical über ihr aufgehängten Magnete, so wie die Ablenkung derselben in radialer Richtung nach dem Centrum oder der Peripherie der Scheibe hin erklärt werden können. 640

Der Grund der Erscheinungen liegt vielmehr in den, in der bewegten Scheibe durch die Magnetnadel inducirten Strömen, welche durch ihre elek-

[1]) Arago, Ann. de Chim. et de Phys. T. XXXII, p. 217. 1826.* — [2]) Pohl, Pogg. Ann. Bd. VIII, S. 387. 1826.* — [3]) Duhamel, Ann. de Chim. et de Phys. T. XXXII, p. 216. 1826;* (Mittheilungen der Akademie vom 27. Dec. 1824.)

tromagnetische Wechselwirkung mit der Nadel der Scheibe die ihrer Bewegungsrichtung entgegengesetzte Drehung ertheilen würden, also auf die Nadel zurückwirkend, sie in gleichem Sinne mit der Rotation der Scheibe fortführen. — Hieraus erklärt sich zunächst die in der Richtung der Tangente der Scheibe auf sie wirkende Componente.

641 Sägt man in die rotirende Scheibe radiale, bis nahe an das Centrum gehende Einschnitte, so können die inducirten Ströme, welche in den an den Magnetpolen vorbeibewegten Radien derselben entstehen, immer weniger zu Stande kommen, je grösser die Zahl der Einschnitte ist, da sich ihnen für ihre vollständige Schliessung keine Leitung darbietet. Mit wachsender Zahl der Einschnitte nimmt daher die Ablenkung der Magnetnadel über der rotirenden Scheibe ab. Werden aber die Einschnitte mit einem Metall zugelöthet, so tritt dieselbe um so stärker auf, je besser das hierzu verwendete Metall leitet [1]). Aus demselben Grunde wirkt eine aus einem spiralförmig gewundenen Kupferdrath gebildete Scheibe auf die darüber befindliche Magnetnadel viel schwächer als eine Blechplatte von gleicher Grösse und gleichem Gewicht [2]).

Hängt man neben der rotirenden Scheibe eine Magnetnadel auf, so dass ihre magnetische Axe sich in der Ebene derselben befindet, so wird dieselbe nicht abgelenkt, da nun keine inducirten Ströme entstehen.

Hängt man ferner neben der Scheibe eine Doppelnadel (vgl. Fig. 143, §. 195), auf, so dass die beiden gleichgerichteten Nordpole der Nadeln sich gleichweit über und unter derselben befinden, so sind die bei der Rotation der Scheibe durch die Einwirkung beider Nadeln inducirten Ströme entgegengesetzt gerichtet und heben sich auf. Die Doppelnadel wird daher nicht abgelenkt.

Sind aber die Nadeln so verbunden, dass der Nordpol der einen über, der Südpol der anderen unter der rotirenden Scheibe sich befindet, oder umgekehrt der Südpol über, der Nordpol unter der Scheibe, so addiren sich die inducirenden Wirkungen beider Pole, und die Nadel wird in der der Rotation der Scheibe entsprechenden Richtung aus ihrer Gleichgewichtslage abgelenkt [3]).

Wird ebenso über dem Rande einer horizontalen rotirenden Kupferscheibe ein verticaler Magnetstab mit dem Nordpol nach unten an einem Faden aufgehängt, welcher bis zu einem gewissen Grade bei der Rotation der Scheibe im Sinne ihrer Drehung abgelenkt wird, und nun von unten ein gleich starker Magnet mit seinem Nordpol dem Rande der Scheibe genähert, so wird bei gleichem Abstand der beiden Nordpole von derselben der oberhalb aufgehängte Magnet nicht mehr abgelenkt. Bei der Annäherung des Südpoles des unteren Magnetes nimmt dagegen die Ablenkung desselben zu.

---

[1]) Vergl. auch Herschel und Babbage, Phil. Trans. 1825. p. 481.* — [2]) Prevost und Colladon, l. c. — [3]) Faraday, Exp. Res. Ser. II, §. 245 flgde.*

Würde nur die durch die Magnete inducirte und eine Zeit andauernde magnetische Polarität der Scheibe die Bewegung des aufgehängten Magnetstabes bedingen, so hätte man gerade das entgegengesetzte Verhalten erwarten müssen, indem im ersteren Falle durch den unteren Magnet die durch den aufgehängten Magnet erzeugte magnetische Polarisirung der Scheibe verstärkt, im zweiten aber vernichtet worden wäre. (Vergl. auch die Versuche §. 652.)

Dieses Verhalten würde sich im Gegentheil bei Anwendung einer Eisenscheibe an Stelle der Kupferscheibe gezeigt haben, da bei jener die magnetische Polarisirung die Wirkung der inducirten Ströme überwiegt.

Legt man zwischen die rotirende Kupferscheibe und die über ihr befindliche Magnetnadel eine Eisenscheibe, so wird die Wirkung aufgehoben, da nun stets in der Eisenscheibe unter dem Magnetpol der Nadel ein ungleichnamiger Pol entsteht, dessen Inductionswirkung auf die Scheibe die der Nadel aufhebt. Eine ruhende Kupferplatte, welche man an Stelle der Eisenplatte bringt, vermindert ebenfalls die Wirkung, indem die in der rotirenden Scheibe erzeugten Inductionsströme Ströme höherer Ordnung in der ruhenden Platte induciren, deren elektromagnetische Wirkung auf die Nadel ihrer eigenen Wirkung entgegengesetzt ist [1]. — Die Einschaltung von nicht leitenden Platten, z. B. Glasplatten, ist dagegen ohne Einfluss.

Je schneller unter sonst gleichen Verhältnissen die Scheiben rotiren, 642
um so intensiver müssen die in der Zeiteinheit in ihnen inducirten Ströme sein. Da aber die von ihnen ausgehende Kraft, welche eine über ihnen hängende, durch den Erdmagnetismus gerichtete Declinationsnadel ablenkt, stets in tangentialer Richtung zur Rotationsrichtung der Scheibe wirkt, also auch stets senkrecht gegen die Axe der Nadel, so muss dieselbe dem Sinus des Ablenkungswinkels der letzteren proportional sein. Deshalb wird auch (innerhalb gewisser Grenzen, vergl. §. 645) der Sinus des Ablenkungswinkels der Nadel der Drehungsgeschwindigkeit der Scheibe proportional wachsen.

Dieses Gesetz ist durch sorgfältige Versuche von Snow Harris [2]) geprüft worden. Er liess eine Nadel in einem ebenen Ringe von 5 Zoll äusserem und 3 Zoll innerem Durchmesser und 0,05 Zoll Dicke schwingen, welcher in schnelle Rotation versetzt wurde. Der ganze Apparat befand sich unter der Glocke einer Luftpumpe. Wenngleich die Luft auf etwa $^1/_2$ Zoll ausgepumpt war, musste doch die Nadel durch Papier- und Glasschirme vor Luftströmungen geschützt werden, da ohne diese auch Nadeln von unmagnetischen Stoffen an Stelle der Magnetnadel bei der Rotation des Kupferringes abgelenkt wurden. Verhielten sich die Zahlen der Drehungen des Ringes in einer Minute wie $357:714 = 1:2$,

---

[1]) Prevost und Colladon, l. c. — [2]) Snow Harris, Phil. Trans. 1831 Pt. I, p. 67*.

so verhielten sich die Sinus der Ablenkungen der Nadel, mithin die ablenkenden Kräfte, wie *sin* 24° : *sin* 56° = 1 : 2,038.

Je besser ferner das Leitungsvermögen der rotirenden Metallscheiben ist, um so intensiver sind auch die in ihnen inducirten Ströme. Es müssen sich daher die Sinus der Alenkungen der über ihnen schwingenden Nadel wie ihre specifischen Leitungsfähigkeiten verhalten.

Als auf diese Weise Babbage und Herschel (l. c. p. 473) verschiedene Scheiben von 10 Zoll Durchmesser und 1/2 Zoll Dicke gleich schnell unter einer Magnetnadel rotiren liessen, ergaben sich die Verhältnisse der Sinus der Ablenkungen der Nadel, d. i. die specifischen Leitungsfähigkeiten, wie in folgender Tabelle unter I angegeben ist. Die unter II erwähnten Zahlen sind auf ganz ähnlichem Wege von Nobili und Bacelli [1]) gefunden.

	I	II		I	II
Kupfer	100	100	Blei	25	17
Zink	93	30	Antimon . . .	9	—
Zinn	46	21	Wismuth . . .	2	—
Messing . . .	—	23			

Diese Zahlen stimmen wenigstens annähernd mit den Theil I, §. 100 erwähnten Werthen der relativen Leitungsfähigkeiten der Metalle überein. Auch über Quecksilber, welches zwischen zwei, durch einen Ring vou Wachs zusammengeklebten Glasplatten eingeschlossen und so in Rotation versetzt wird, zeigt eine Magnetnadel eine Ablenkung; ebenso über einer Kohlenscheibe von guter Leitungsfähigkeit, z. B. von Gasretortenkohle.

Ueber rotirenden Holzscheiben, flachen mit Salzlösungen u. s. f. gefüllten und rotirenden Gefässen würde man wegen der geringen Leitungsfähigkeit derselben kaum Ablenkungen der Magnetnadel wahrnehmen [2]).

Da die Intensität der in der Scheibe inducirten Ströme bei solchen Dicken derselben, welche gegen ihren Abstand von den Magnetpolen zu vernachlässigen sind, den Dicken proportional ist, so wird in diesem Falle der Sinus der Ablenkung der über verschieden dicken rotirenden Scheiben aufgehängten Magnetnadel ihren Dicken proportional sein. Die Wirkung zeigt sich indess auch schon bei sehr dünnen Platten, z. B. bei Stanniolblättchen, welche auf eine Glasplatte geklebt sind [3]).

Da ferner die Intensität der Inductionsströme bei gleicher Länge der Magnetnadel dem magnetischen Moment derselben proportional ist, so wird die ablenkende Wirkung der rotirenden Scheibe proportional dem Quadrat jenes Momentes zunehmen [4]). Man könnte daher das Moment verschie-

---

[1]) Nobili und Bacelli, Bibl. univ. T. XXXI, p. 47. 1826; Baumgartner und Ettingshausen, Zeitschr. Bd. 1, S. 142.* — [2]) Arago l. c. glaubte eine solche Wirkung zu beobachten. Nobili und Bacelli l. c. läugnen dieselbe. — [3]) Colladon und Prevost, l. c. — [4]) Vergl. Christie, Phil. Trans. 1825 S. 501.*

den stark magnetisirter Nadeln durch ihre Ablenkungen über einer, stets mit gleicher Geschwindigkeit rotirenden Scheibe bestimmen [1]).

Mit wachsender Entfernung der Magnetnadel von der Scheibe nimmt die Intensität der inducirten Ströme und so auch die Rückwirkung auf die Magnetnadel schnell ab.

Als z. B. Harris (l. c.) bei seinen Versuchen die über dem rotirenden Ringe schwebende Nadel durch eine Mikrometerschraube in verschiedene Entfernung über denselben erhob, so ergab sich die Ablenkung der Nadel:

Entfernung in Schraubengängen		Umdrehungszahl in der Minute 178,5	357	714
4	Abl.:	18	38	—
5		12	24	56
6		—	16	—
8		4,5	9	—
10		3	6	12

Hiernach würde unter den Bedingungen der Versuche die ablenkende Kraft sich umgekehrt wie das Quadrat der Entfernung der Nadel von der Scheibe verhalten.

Lässt man Scheiben von magnetischen Metallen, z. B. Eisenscheiben, 643 unter einer Magnetnadel rotiren, so folgt dieselbe gleichfalls ihrer Bewegung, indess viel schneller, als man nach der schlechten Leitungsfähigkeit des Eisens vermuthen sollte. Zu der Wirkung der inducirten Ströme tritt hier eine Magnetisirung der Scheibe, welche unter den Polen der Nadel ungleichnamige Pole erhält. Diese Polarität dauert noch eine gewisse Zeit an, so dass die in der Scheibe gebildeten Pole mit derselben bei ihrer Bewegung fortgeführt werden und so die Magnetnadel mit sich nehmen. Die Wirkung dieser Magnetisirung ist sehr viel stärker als die der inducirten Ströme (vergl. §. 652 und das folgende Kapitel).

Während bei diesen Versuchen nur die tangentiale Componente der 644 Wirkung der Inductionsströme auf die Magnetnadel in Betracht kommt, ist es nöthig, noch die radiale und die auf der Ebene der Scheibe senkrechte Componente derselben zu erklären [2]).

Lägen die durch den einen Pol N (Fig. 290 a. f. S.) einer Magnetnadel in einer rotirenden Scheibe inducirten Ströme zu beiden Seiten derselben symmetrisch, so könnten wir die abstossende Wirkung der in Bezug auf die Rotationsrichtung hinter dem Pol N liegenden Ströme in einem Punkt a, die ebenso grosse anziehende Wirkung der vor dem Pol liegenden Ströme

---

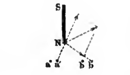
[1]) Arago, Ann. d. Chim. et de Phys. T. XXX, p. 263. 1825;* Pogg. Ann. Bd. V, S. 535.* — [2]) Faraday, Exp. Res. Ser. I, §. 125;* Ann. de Chim. et de Phys. T. LI, p. 422 u. flgde. 1832.* — Moser, Repertor. Bd. I, S. 300. 1837.*

in einem Punkt b concentrirt denken, welche beide Punkte einen gleichen Abstand von dem unter Pol N liegenden Radius der Scheibe besässen. Die auf N wirkende Resultante der beiden von a und b ausgehenden Kräfte ist dann stets parallel der Ebene der Scheibe und der Tangente ihrer Rotationsrichtung. Dann könnten die zwei anderen Componenten der Wirkung auf Pol N nicht auftreten.

Verschieben sich aber die Inductionsströme mit der rotirenden Scheibe, so dass sie eine gewisse Zeit andauern, so rückt der Punkt a gegen N vor nach a', b von N fort nach b'; die Abstossung von N durch a' wird grösser, die Anziehung durch b' kleiner, und die Resultante beider Kräfte ist nicht mehr der Ebene der Scheibe parallel, sondern ein wenig nach oben gerichtet. Sie hat eine auf der Ebene der Scheibe senkrechte, den Pol N von ihr entfernende Componente.

Liegt ferner der Pol N in der Nähe des Randes der Scheibe, so sind die Geschwindigkeiten der Theile des unter dem Magnet hindurchgehenden Radius derselben, welche dem Mittelpunkte und dem Rande näher liegen, als der unter dem Pol befindliche Punkt, und auf welche aus nächster Reihe die Indnctionswirkung stattfindet, nicht sehr von einander verschieden; aus diesem Grunde allein würden also die inducirten Ströme nach dem Mittelpunkt und dem Rande der Scheibe hin ziemlich gleiche Intensität besitzen. Da sie aber am Rande keinen Platz zu ihrer Ausbreitung finden, so verbreiten sie sich mehr nach der Mitte der Scheibe; die Centra a und b ihrer Wirkung auf den Magnetpol liegen näher an derselben als Pol N. — Wären wieder a und b gleich weit von N entfernt, so würde dennoch die Resultante der von ihnen ausgehenden Kräfte der Tangente der Drehungsrichtung entsprechen. — Wenn aber durch die Verschiebung von a und b im Sinne der Rotationsrichtung die Abstossung von N durch a grösser ist, als die Anziehung durch b, so ergiebt die resultirende Kraft noch eine gegen die Peripherie der Scheibe gerichtete Componente. — Befindet sich Pol N nahe dem Centrum der Scheibe, so finden freilich die Inductionsströme allerseits Metallmassen genug zu ihrer Ausbildung. Jetzt ist aber die Geschwindigkeit der jenseits des Magnets dem Rande der Scheibe zu liegenden Theile verhältnissmässig viel grösser als die der mehr centralen Theile; zugleich bewegen sich die jenseits des Centrums liegenden Theile derselben in entgegengesetzter Richtung. Die Inductionsströme würden sich daher nach dem Rande der Scheibe zu in grösserer Intensität und weiter ausbreiten als nach ihrer Mitte hin. Die Punkte a und b liegen der Peripherie der Scheibe näher als der Magnetpol. Dann ergiebt die Verschiebung derselben mit der Rotation eine den Pol gegen das Centrum der Scheibe treibende Componente. — In einer mittleren Stellung des Poles N wird diese Componente Null.

Fig. 290.



Diese Resultate führen also unmittelbar zu dem Nachweis, dass die inducirten Ströme in der Scheibe eine gewisse Zeit andauern und sich mit ihr verschieben; ein Resultat, welches denn auch Nobili und Matteucci (§. 637) durch directe Beobachtungen bestätigt haben.

Wir haben oben unter der Voraussetzung, dass die Inductionsströme sich nicht mit der rotirenden Scheibe verschieben, den Sinus der Ablenkung der über ihr schwebenden Magnetnadel der Drehungsgeschwindigkeit der Scheibe proportional gesetzt. Verschieben sich aber bei wachsender Rotationsgeschwindigkeit die Inductionsströme immer mehr, so ändert sich dadurch das Verhältniss der drei Componenten ihrer Wirkung auf die Nadel. Die verticale Componente wächst dabei auf Kosten der tangentialen Componente. Je weiter die Magnetnadel von der rotirenden Scheibe entfernt ist, desto grösser ist hierbei die Abnahme der tangentialen Componente. Als z. B. Matteucci[1]) eine Kupferscheibe von $118,5^{mm}$ Durchmesser und 304,7 Grm. Gewicht resp. 12 und 48mal in der Secunde unter einem 27 und 31^{mm} über ihr aufgehängten Magnetstab sich drehen liess, betrug das Verhältniss der Sinus der Ablenkungen bei beiden Entfernungen 1 : 4,112 und 1 : 3,708. 645

Bei einer Wismuthscheibe von gleichem Gewicht und Durchmesser, die mit denselben Drehungsgeschwindigkeiten unter einem 7,8 und 8^{mm} über ihr aufgehängten Magnet rotirte, betrug das Verhältniss nur 1 : 2,778 und 1 : 2,776. Bei dieser Scheibe nimmt also die horizontale Componente bei schnellerer Drehung noch mehr ab; ein Beweis, dass die inducirten Ströme weiter ihrer Bewegung folgen, als bei der besser leitenden Kupferscheibe.

Diese Verzögerung bei der Induction in körperlichen Leitern ist noch auf anderen Wegen durch Felici und Verdet nachgewiesen worden. 646

Felici[2]) versetzte eine hohle Messingkugel von 80^{mm} äusserem und 77^{mm} innerem Durchmesser durch eine Centrifugalmaschine in Rotation um eine verticale Axe. Die Kugel war mit einer Glasglocke bedeckt. Neben derselben war an einem Kopf einer Drehwage vermittelst eines dünnen Messingfadens ein astatisches System von zwei, 5^{mm} dicken und $151,5^{mm}$ langen, in einem Abstand von 195^{mm} parallel über einander befestigten, horizontalen Stahlmagneten aufgehängt, so dass der untere, in Fig. 291 (a. f. S.) besonders gezeichnete Magnet NS mit dem Mittelpunkt O der rotirenden Kugel sich in einer Horizontalebene befand. Der Pol N des Magnetes war 50^{mm}, die Axe desselben 86^{mm} von dem Kugelmittelpunkt O entfernt. Das astatische System trug einen Spiegel, so dass man vermittelst Scala und Fernrohr seine Ablenkung zu bestimmen vermochte.

Rotirte nun die Kugel langsam in dem einen oder anderen Sinne, so wurde das astatische System in Folge der in ihr entstehenden Ströme

---

[1]) Matteucci, Ann. de Chim. et de Phys. [3.] T. XLIX, p. 144. 1856.* —
[2]) Felici, Nuovo cimento T. IX, p. 16. 1859.*

abgelenkt, und zwar je nach der Rotationsrichtung um gleichviel nach der einen oder anderen Seite. Bei schneller Rotation war indess, als die Kugel im Sinne des in der Figur 291 gezeichneten Pfeiles sich drehte, die Abstossung des Poles *N* bedeutender, als die Anziehung desselben bei entgegengesetzter Rotationsrichtung.

Dieses Resultat ergiebt sich nach Felici aus folgender Betrachtung:

Rotirt die Kugel *O* vor dem Pol *N* eines Magnetes *NS* um eine durch den Mittelpunkt *O* gehende uud auf der Ebene *NOS* verticale Axe, so bilden die in ihr inducirten Ströme Kreise, deren Ebenen im Wesentlichen einander parallel sind, und deren Mittelpunkte auf einer, auf der Rotationsaxe und Linie *ON* verticalen Linie *ab* liegcu. Die Wechselwirkung dieser Kreisströme mit dem Magnet erzeugt erstens ein Kräftepaar, welches die Rotation der Kugel aufhalten würde und zweitens eine translatorische, je nach der relativen Lage des Magnetes und der Kugel und ihrer Rotationsrichtung anziehende oder abstossende Kraft zwischen beiden.

Ist der Winkel $SNO < 90^0$, und dreht sich die Kugel entsprechend dem Pfeil in der Fig. 291 so, dass das dem Magnet zunächst liegende Ende *a* der Linie *ab* sich demselben nähert, so wirkt das Ende *a* wie ein dem Pol *N* gleichnamiger Pol, es tritt Abstossung ein; bei umgekehrter Rotation tritt Anziehung ein. Wenn sich nun bei schneller Rotation die inducirten Stromkreise im Sinne der Rotation verschieben, so wird bei dem in der Figur gezeichneten Fall der Punkt *a* sich dem Pol *N* nähern; im entgegengesetzten Fall von demselben entfernen. Die Abstossung des Poles *N* wird also im ersteren Fall grösser sein als im zweiten die Anziehung, wie es auch der Versuch ergiebt.

Fig. 291.



Durch dieses Andauern der Inductionsströme sucht Felici [1]) auch den Diamagnetismus der Körper zu erklären. Er nimmt an, dass die Atome derselben um ihre Axen nach allen möglichen Richtungen beständig rotiren. Dies würde auch bei den Krystallen eintreten, da im Allgemeinen in ihnen die Rotationsaxen der Moleküle gegen die Symmetrieaxe symmetrisch liegen müssen. Befindet sich nun ein Körper vor einem Magnetpol, so kann man die Rotation jedes Moleküls in zwei Theile zerlegen, in eine Rotation um eine bestimmte Axe, durch die keine wirksamen Inductionsströme erzeugt werden, und in eine Rotation, welche Inductionsströme hervorruft, die, wie bei der oben erwähnten Rotation der Messingkugel, elektromagnetische Wechselwirkungen mit dem Magnetpole zeigen. Wie dort würde stets die durch die Rotation der einen Moleküle

1) Felici, l. c.

in dem einen Sinn bewirkte Abstossung grösser sein, als die Anziehung in Folge der entgegengesetzten Rotation der anderen Moleküle. So würde sich die diamagnetische Abstossung erklären, welche an jeder Stelle der Körper in einer bestimmten Richtung ein Maximum wäre. — Für die genauere Prüfung dieser Theorie fehlen indess alle Anhaltspunkte, da man nicht bestimmen kann, ob und wie schnell und in welchen Richtungen die Moleküle der Körper rotiren, wie gross ihre Leitungsfähigkeit und die Zeit des Andauerns der Inductionsströme in ihnen ist u. s. f.

Auf einem mehr indirecten Wege hat Verdet[1]) die Verzögerung der Induction folgendermaassen dargethan. Der Magnet einer Page'schen Magnetelektrisirmaschine (vergl. Kapitel IV) wurde durch eine hufeisenförmige Drathspirale von 600^{mm} Länge und 35^{mm} Durchmesser ersetzt, welche aus einem 70^{m} langen, 2^{mm} dicken Drath in 5 Lagen gewickelt war. Die beiden Schenkel dieser hufeisenförmigen Spirale waren mit je einer Inductionsspirale von 150^{mm} Länge und 37^{mm} innerem Durchmesser umgeben, welche aus 7500 Umwindungen eines $0{,}25^{mm}$ dicken, übersponnenen Kupferdrathes gebildet war. Diese Inductionsspiralen waren einerseits mit einander verbunden, und das freie Ende der einen wurde mit dem einen Ende des Multiplicators eines Galvanometers verbunden. Vor den Polen der hufeisenförmigen Spirale wurden durch ein Schwungrad mit einem Schnurlauf rechteckige Anker von verschiedenen Metallen um eine den Schenkeln der Spirale parallele, und in der Mitte zwischen ihnen liegende Axe in Rotation versetzt. Auf die Axe war ein Commutator aufgesetzt, bestehend aus einer Glaswalze, welche an dem einen Ende einen kupfernen Ring trug, von dem zwei diametral gegenüberstehende schmale Kupferstreifen über die Walze hinübergingen, welche 20 oder 35 Grad ihres Umfanges breit waren. Gegen den Ring schleifte eine mit dem freien Ende der zweiten Inductionsspirale, gegen den mit den Kupferstreifen versehenen Theil der Glaswalze eine zweite mit dem zweiten Leitungsdrath des Galvanometers verbundene Feder. — Durch die hufeisenförmige Spirale wurde ein Strom von 20 Bunsen'schen Elementen geleitet. Versetzt man den Anker in Rotation, so werden durch den Strom in der hufeisenförmigen Spirale in seiner Masse Inductionsströme erzeugt, deren Richtung und Intensität sich bei jedem Umlauf des Ankers ändert. Durch diese Aenderung werden indirect in den Inductionsspiralen auf den Schenkeln der hufeisenförmigen Spirale Ströme inducirt, welche bei je zwei diametral entgegengesetzten Lagen des Ankers gleiche Richtung und Intensität haben müssen, da dann die Inductionsströme im Anker gegen die Inductionsspiralen gleiche Lage haben. 647

Durch die zwei Kupferstreifen des Commutators werden also gleiche Ströme zum Galvanometer geführt. Ihre Intensität wird im Allgemeinen der Intensität der in den Ankern inducirten Ströme, also bei gleichen

[1]) Verdet, Ann. de Chim. et de Phys. [3.] T. XXXI, p. 187. 1851;* Krönig's Journ. Bd. I, S. 364.*

Dimensionen deren Leitungsfähigkeit proportional sein [1]). Dreht man den Commutator allmälig auf der Rotationsaxe des Ankers, so kann man in dem Galvanometer die Ströme messen, welche inducirt sind, während der Anker entweder dicht vor den Polen N und S der hufeisenförmigen Spirale oder in anderen Phasen seiner Bewegung sich um 20 oder 35° dreht.

Steht der Anker bei seiner Drehung gleich viel Grade vor oder hinter den Polen N und S, z. B. in den Lagen AB und $A_1 B_1$, Fig. 292, so ist ersichtlich, dass bei der Annäherung an die Seite CDE und bei der Entfernung von der Seite EFC der Drathwindungen der hufeisenförmigen Spirale nach dem Lenz'schen Gesetze in dem Anker stets Ströme inducirt werden, welche durch ihre Wechselwirkung mit den Solenoidpolen seine Bewegung zu hemmen streben, deren Intensität in der den Polen N und S zunächst liegenden Seite im Maximum ist und die sich in den ferneren Theilen des Ankers ausgleichen. Die Richtungen dieser Ströme sind also in dem Anker bei der Annäherung und Entfernung von den Polen entgegengesetzt.

Fig. 292.



Da aber bei der Annäherung des Ankers aus der Lage AB an den Pol N die Intensität des in ihm inducirten Stromes zunimmt, bei der Entfernung von demselben aus der Lage $A_1 B_1$ aber abnimmt, so müssen in beiden Fällen in der Inductionsspirale durch diese Intensitätsänderungen gleich gerichtete und gleich starke Ströme inducirt werden. Dieselben werden ein Maximum der Intensität besitzen, wenn sich der Anker in der Nähe der Pole der Spirale befindet, und bis zu seiner äquatorialen Lage allmälig abnehmen.

Die erwähnte Gleichheit würde sich ergeben, wenn man den Commutator so stellt, dass er bei der Drehung des Ankers um je 20 oder 35° in gleichen Winkelabständen von der axialen Lage die inducirten Ströme auffängt, einmal während der Anker sich jener Linie nähert und dann von ihr entfernt. Die ersteren Winkelabstände wollen wir mit —, die anderen mit + bezeichnen.

Diese Gleichheit tritt indess nur bei langsamen Rotationen ein, bei schnelleren verschiebt sich das ganze Phänomen im Sinne der Rotation, so dass das Galvanometer das Maximum der Ablenkung zeigt, wenn man den Commutator so stellt, dass er demselben die Ströme zuführt, welche erst einige Zeit nach dem Vorbeigehen des Ankers vor den Magnetpolen inducirt worden sind.

Auf diese Weise fand z. B. Verdet folgende Ablenkungen, als der Anker resp. I 5, II 20, III 40 Umdrehungen in der Secunde machte:

[1]) Vgl. auch Breguet, Compt. rend. T. XXIII, p. 1155. 1846.*

Drehung des Ankers	Silber I	Silber II	Silber III	Zinn I	Zinn II	Zinn III
von — 60° bis — 40°	+ 2	+ 4	+ 28	„	+ 2	+ 3
— 40 „ — 20	+ 7	+ 30	+ 35	+ 1,5	+ 4	+ 11
— 20 „ 0	— 12	+ 29	+ 45	— 1	— 2	+ 4
0 „ + 20	— 26	— 66	+ 90	— 2	— 18	— 30
+ 20 „ + 40	+ 2	— 62	— 90	+ 2	— 2	— 18
+ 40 „ + 60	+ 4	+ 36	— 9	+ 2	+ 16	+ 32

Aehnliche Resultate ergaben sich bei anderen Metallen, wie Kupfer, Zink, Blei, auch bei Antimon und Wismuth. — Bei letzteren Metallen wurde die hufeisenförmige Spirale durch einen Stahlmagnet ersetzt, dessen Magnetismus zugleich durch die Ströme, welche in seiner Masse indirect von den im Anker inducirten Strömen inducirt werden, verändert wird, und der so auch wiederum in den seine Schenkel umgebenden Inductionsspiralen Ströme inducirt. Die letzteren sind dabei intensiver als bei Anwendung der Spirale, indess ist der Gang der Erscheinungen derselbe.

Stets ergab sich, dass sich die Lagen des Ankers, in denen der in den Inductionsspiralen inducirte Strom seine Richtung wechselt, mit wachsender Drehungsgeschwindigkeit immer mehr im Sinne der Bewegung des Ankers verschieben, so dass der Einfluss der Zeit auf die Induction wiederum bewiesen ist. — Diese Erscheinung tritt bei den besser leitenden Metallen viel stärker hervor.

Ebenso wie in den §. 638 u. flgde. beschriebenen Versuchen die elek- 648
tromagnetische Wirkung der Ströme, welche durch einen Magnet in einer in seiner Nähe rotirenden Metallscheibe inducirt werden, auf die Bewegung des Magnetes einen Einfluss ausübt, kann auch umgekehrt der Magnet in Rotation versetzt und über oder zwischen seinen Polen eine Metallmasse frei aufgehängt werden. Auch diese wird dann durch die in ihr erzeugten Inductionsströme der Bewegung des Magnetes folgen [1]).

Zur Anstellung dieser Versuche befestigt man auf der verticalen Axe einer Centrifugalmaschine oder eines Uhrwerkes einen starken hufeisenförmigen Stahlmagnet, so dass seine Schenkel vertical sind, und bringt über seinen Polflächen einen Glaskasten an, in welchem man an einem dünnen Faden die zu untersuchenden Körper zwischen oder über die Magnetpole hängt. — Will man den Stahlmagnet durch einen Elektromagnet ersetzen, so muss man die Enden der ihn magnetisirenden Dräthe mit zwei isolirt auf die Drehungsaxe aufgesetzten Metallscheiben verbinden, gegen welche zwei mit den Polen der Säule verbundene Federn schleifen, um auf diese Weise den Magnet dauernd magnetisch erhalten zu können.

---

[1]) Herschel und Babbage, l. c.

Hängt man so über den Polen des rotirenden Magnetes horizontale Scheiben von verschiedenen Metallen auf, so kann man zeigen, dass die Kraft, welche sie aus der, ihnen durch die Torsion des Aufhängungsfadens ertheilten Lage ablenkt, mit der Leitungsfähigkeit der Scheiben und der Drehungsgeschwindigkeit des Magnetes proportional wächst; dass, wenn die Torsion des Aufhängungsfadens klein ist, die Scheiben im Sinne der Drehungsrichtung des Magnetes in Rotation versetzt werden; dass radial ausgeschnittene Scheiben um so weniger durch den rotirenden Magnet abgelenkt werden, je mehr Ausschnitte sie haben, dass das Zulöthen der Ausschnitte die Ablenkung oder Rotation um so stärker wieder hervorruft, je besser das dazu verwendete Loth leitet u. s. f.

Analog zeigte Christie [1]), dass Scheiben, welche kreisförmige Einschnitte haben, so dass ihre ringförmigen Theile nur an vier, um 90° von einander entfernten Stellen zusammenhängen, um so schwächer der Rotation folgen, je mehr solcher Einschnitte in ihnen angebracht sind.

Wird bei diesen Versuchen der Abstand der rotirenden Magnetpole von der Drehungsaxe vergrössert, so werden die in einer darüber schwebenden Kupferscheibe inducirten Ströme an Intensität zunehmen, da die Geschwindigkeit der Bewegung der Pole wächst. Zugleich wirkt auch die zwischen den inducirten Strömen und Magneten thätige, die Scheibe bewegende elektromagnetische Kraft an einem grösseren Hebelarm, und so wird die Ablenkung und Rotation der Scheibe bedeutender. Diese Zunahme erreicht indess ein Maximum, indem, wenn die Magnetpole zu nahe an dem Rande der rotirenden Scheibe liegen, die inducirten Ströme sich mehr gegen ihre Mitte hin ausbreiten, und so die tangentiale Componente ihrer Wechselwirkung mit den Magnetpolen sich vermindert, (vergl. §. 644). Nach Christie würde bei einer Scheibe von 8,4 Zoll Radius, unter der zwei verticale Magnetstäbe von je 12 Zoll Länge in einem Abstande von 1 Zoll rotiren, eine Entfernung der Magnetpole von der Rotationsaxe von 3,2 Zoll das Maximum der Wirkung ergeben.

Hängt man nach Matteucci [2]) zwischen den Polen des rotirenden Magnetes eine massive oder hohle Kupferkugel an einem Faden auf, so drehen sich beide gleich schnell.

649 Je mehr die Continuität der Metallmassen vermindert wird, desto schwächer werden die in ihnen im Ganzen entwickelten Inductionsströme; desto weniger folgen sie der Rotation des Magnetes. Indess schon sehr kleine Theilchen Metall, z. B. Goldstäubchen, welche an den beiden Enden eines horizontal zwischen den Magnetpolen aufgehängten Glasfadens angeklebt sind, vermitteln bei der Rotation des Magnetes auch die Drehung des Glasfadens.

---

[1]) Christie, Phil. Trans. 1827. Pt. I, p. 71.* — [2]) Matteucci, Ann. de Chim. et de Phys. T. XXXIX, p. 135. 1853.*

Gemenge von Harz mit Gold und Silberstäubchen, welche etwa $^1/_{10}$ bis $^1/_{100}{}^{mm}$ Durchmesser besitzen, zeigen, wenn sie an einem Faden zwischen den Polen des rotirenden Magnetes aufgehängt werden, gleichfalls die Rotation. Bei gleichem Gewicht des in die Harzmasse eingestreuten Pulvers soll dieselbe mit wachsender Feinheit des Pulvers entgegen der Erwartung wieder schneller werden. Matteucci schreibt dies einer stärkeren wechselseitigen Induction der kleineren, also näher aneinander liegenden Metalltheilchen aufeinander zu. — Sehr concentrirte Lösungen von Eisenchlorür und schwefelsaurem Eisenoxydul, ebenso die Pulver dieser Salze zwischen den Polen eines starken Elektromagnetes aufgehängt, folgen dagegen seiner Rotation nicht, oder werden nur ein wenig im Sinne derselben aus ihrer Lage abgelenkt; wohl weil sie nur äusserst geringe Coercitivkraft besitzen.

Gemenge von Harz und Wachs mit Colcothar oder Eisenoxyd folgen dagegen dem Magnet sehr schnell, selbst wenn sie nur $^1/_{2000}$ Eisenoxyd enthalten und sich sonst, frei zwischen den Magnetpolen aufgehängt, wie diamagnetische Körper verhalten [1]).

Besitzen die zwischen die Magnetpole gehängten Körper nach verschiedenen Richtungen verschiedene Leitungsfähigkeit, so wird die Intensität der durch den rotirenden Magnet in ihnen erzeugten Inductionsströme grösser sein, wenn die Körper in verticalen Ebenen besser leiten als in horizontalen, da die Inductionsströme wesentlich in ersteren fliessen. In diesem Fall wird daher auch die Ablenkung und Rotation der Körper stärker hervortreten. 650

Hängt man z. B. einen Würfel von Wismuth, in dem die Spaltungsflächen vertical stehen, zwischen den Polen eines rotirenden Elektromagnetes auf, so rotirt der Würfel um seine verticale Axe schneller, als wenn die Spaltungsflächen in ihm horizontal liegen, da die Leitungsfähigkeit des Wismuths parallel den Spaltungsflächen grösser ist, als vertical gegen dieselben. Ganz ähnlich verhält sich ein Würfel aus dünnen Kupferplatten, welche durch einen Isolator von einander getrennt sind. Derselbe rotirt nur, wenn die Platten vertical, nicht wenn sie horizontal sind.

In ähnlicher Weise hat Matteucci [2]) rechteckige Platten aus Wismuthstücken von je 2,56 Grm. Gewicht, $16{,}9^{mm}$ Länge, $9{,}3^{mm}$ Breite und $1{,}75^{mm}$ Dicke geschnitten, in denen die Spaltungsrichtung einmal a) der längeren, und dann b) der kürzeren Kante parallel war. Je vier (gleiche) dieser Platten wurden auf die vier verticalen Seiten eines, zwischen den Polen des rotirenden Magnetes aufgehängten Holzwürfels so aufgeklebt, dass ihre Längsrichtung horizontal war. Der Würfel mit den Platten *a* folgte dem rotirenden Magnet viel langsamer als der Würfel mit den Platten *b*.

---

[1]) Matteucci, Cours spécial s. l'induction, Paris 1854. p. 157*; Ann. de Chim. et de Phys. T. XXXIX, p. 136. 1854*; Compt. rend. T. XLV, p. 353. 1857.* —
[2]) Matteucci, l. c.

Bei verschiedenen Zahlen z der Drehnngen des Magnetes in der Secunde betrug unter Anderem die Zeit zu einer Umdrehung bei den mit Platten helegten Würfeln:

z	a	b
1	22,5 Sec.	36,5
2	9,5	18
4	7,5	18
8	8,2	28,5

651 Die elektromagnetische Wirkung der Ströme, welche bei der Veränderung der gegenseitigen Lage von Magneten und Metallmassen in letzteren inducirt werden, zeigt sich auch darin, dass durch dieselben jedesmal die Bewegungen der Metallmassen oder Magnete gehemmt werden [1]).

Lässt man z. B. eine kupferne Kugel, welche iu ein Gyroskop oder in den Ring einer Bohnenberger'schen Maschine eingesetzt ist, oder nur an einem Faden aufgehängt ist, den man stark gedrillt hat, zwischen den Polen eines Magnetes rotiren, so werden in derselben Ströme inducirt, die denen in der Arago'schen Scheibe völlig analog sind und daher die Bewegung der Kugel hemmen und ihre Drehung verlangsamen. — Versetzt man in gleicher Weise zwischen den, auf einen starken Elektromagnet aufgelegten Halbankern vermittelst einer Kurbel eine, auf eine Axe gesetzte Kupferscheibe in der äquatorialen Ebene in Rotation, so bemerkt man deutlich bei Erregung des Magnetes, dass man zur Drehung der Scheibe eine bedeutendere Kraft anwenden muss. Die die Bewegung hemmenden Inductionsströme erzeugen in der Kupferscheibe eine gewisse Wärmemenge, welche bei schneller Rotation bedeutend genug werden kann, um bei Berührnng der Scheibe mit der Hand wahrgenommen zu werden [2]).

652 Der folgende Versuch zeigt in anderer Form dieselhe Erscheinung:

Man lässt eine kreisförmige Kupferplatte, welche auf der einen Seite ein kleines Uehergewicht hat, um eine horizontale Axe in einer Verticalebene Pendelschwingungen vollführen. Bringt man gegenüher den heiden Flächen der Platte zwei entgegengesetzte Magnetpole an, so induciren heide in den, an ihnen vorbeischwingenden Theilen der Platte Ströme, welche gleiche Richtung hesitzen, und stets durch ihre elektromagnetische Wirkung auf die Magnetpole die Platte in ihren Schwingungen aufhalten, so dass die Elongation derselhen sehr viel schneller hei Anwendung der Magnete, als ohne dieselben abnimmt. Nähert man die Magnete dagegen mit gleichnamigen Polen den heiden Flächen der schwingenden Platte, so heben sich die durch dieselben inducirten Ströme auf, wenn die Pole

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. T. XXII, §. 2514; Anm.* — [2]) Foucault, Compt. rend. T. XLI, p. 450. 1855;* Pogg. Ann. Bd. XCVI, S. 622*. Richtige Erklärung von Poggendorff, ibid. S. 624.*

gleich stark magnetisch sind, sie hemmen die Schwingungen der Scheibe nicht.

Werden in ganz gleicher Weise einer oscillirenden Eisenscheibe zwei ungleichnamige Magnetpole von beiden Seiten genähert, so vermehrt sich die Abnahme der Schwingungsweite nur sehr wenig, da die inducirten Ströme in der Eisenscheibe wegen ihres geringeren Leitungsvermögens eine viel schwächere Intensität besitzen, als in der Kupferscheibe.

Wird aber der Scheibe nur ein Magnetpol von einer Seite oder werden ihr von den beiden Seiten zwei Nordpole genähert, so nimmt die Weite der Schwingungen ungleich schneller ab, als selbst bei der Kupferplatte zwischen ungleichnamigen Polen, indem jetzt in der Eisenscheibe zwischen den Magnetpolen ein Südpol, in ihren von denselben entfernteren Theilen ein Nordpol gebildet wird, und die starke Anziehung der Magnetpole gegen den ersteren, welcher auch bei den Oscillationen der Scheibe sich ein wenig mit ihr verschiebt, in jeder Lage derselben ihre Schwingungen aufhält [1]) (vergl. §. 641 und 643).

Umgekehrt wirken auch die Inductionsströme in einer ruhenden Me- 653
tallmasse hemmend auf die Bewegungen des inducirenden Magnetes.

Schwingt eine Magnetnadel frei in der Luft, so nehmen die Schwingungsbogen in Folge des Luftwiderstandes und der Reibung langsam ab. — Lässt man aber die Nadel in einem massiven Ringe von Metall oder über einer dicken Metallscheibe, z. B. von Kupfer schwingen, so vermindern sich dieselben sehr schnell [2]). Ueber einer schlecht leitenden Platte findet dies nicht statt. So beobachtete z. B. Seebeck [3]), dass die Schwingungsweite einer Declinationsnadel, welche über einer Marmorplatte aufgestellt war, bei 116 Schwingungen von 45° auf 10° herabsank, während dieselbe Verminderung der Oscillationsweite bei 61 Schwingungen stattfand, wenn sie in einem dicken Kupferringe oscillirte. — Diese Beobachtung führte Arago (l. c.) zuerst auf die Entdeckung des Rotationsmagnetismus.

Beim Schwingen der Magnetnadel nähern sich ihre Pole bestimmten Theilen der Kupferscheibe, und entfernen sich von anderen. In allen diesen Theilen entstehen Inductionsströme, welche durch ihre elektromagnetische Wirkung auf die Pole der Nadel dieselbe in ihren Bewegungen anzuhalten streben. Die Nadel wird so allmälig zur Ruhe gebracht. Man bezeichnet diese schnellere Abnahme der Schwingungsweiten der Nadel mit dem Namen der Dämpfung ihrer Schwingungen.

Bedient man sich statt grösserer Metallplatten schmaler Metallstreifen, so dämpfen diese nur dann die Schwingungen der Magnetnadel,

---

[1]) Sturgeon, Edinb. Phil. Journ. 1825. p. 124; Faraday, Exp. Res. Ser. I, §. 249 u. flgde.* — [2]) Arago, Ann. de Chim. et de Phys. T. XXVII, p. 363. 1824;* T. XXXII, p. 213. 1826.* — [3]) Seebeck, Pogg. Ann. Bd. VII, S. 203. 1826;* Bd. XII, S. 352. 1828.*

wenn sie parallel unter ihr liegen; denn nur in diesem Fall können in ihnen die dämpfenden Inductionsströme entstehen [1]).

Legt man unter die Magnetnadel horizontale kupferne Ringe, so dämpfen diese die Schwingungen weniger, als unter sie gelegte Blechstreifen und Kupferplatten, da auch hier die Inductionsströme schwächer auf die Nadel wirken.

Macht man in die unter die Nadel gelegten Metallplatten Einschnitte, so wird wegen der Hinderung der Entwickelung der Inductionsströme in ihnen ihre hemmende Wirkung geschwächt [2]).

Ueber Kupferfeilspänen findet kaum eine schnellere Abnahme der Schwingungen statt als in der Luft, da in der wenig continnirlichen Masse die Intensität der inducirten Ströme zu gering ist.

Lässt man Magnetstäbe, welche an ihrem einen Ende an einen Faden geknüpft sind, in einer verticalen Ebene über einer Kupferscheibe pendelartig schwingen, so werden ebenso ihre Oscillationsweiten durch die in der Scheibe entstehenden Inductionsströme vermindert [3]).

654 Wir haben schon §. 169 die Abnahme der Elongationen einer Magnetnadel berechnet, welche durch einen, der Geschwindigkeit ihrer Bewegung proportionalen Widerstand in ihren Schwingungen aufgehalten wird. Wir hatten dabei folgende Formel gefunden:

$$\lambda = \varepsilon T_1,$$

wo λ das logarithmische Decrement der Schwingungen (die Differenz der Logarithmen zweier anfeinander folgender Schwingungsbogen), T_1 die Schwingungsdauer unter Einfluss der verzögernden Kraft, ε eine Constante ist. welche der verzögernden Kraft entspricht, die die Nadel bei der Geschwindigkeit Eins in ihrer Bewegung aufhält.

Bestimmt man nun das logarithmische Decrement der Schwingungen der Nadel über einer Metallplatte im luftleeren Raume bei verschiedenen Oscillationsweiten derselben, so erweist sich dasselbe constant. Es ist also die dämpfende Kraft der Geschwindigkeit der Bewegung der Magnetnadel proportional. Dies lässt sich auch von vornherein erwarten, da die Intensität der Inductionsströme, welche in der unter ihr befindlichen Platte inducirt werden, der relativen Geschwindigkeit zwischen der Magnetnadel und den einzelnen Theilen derselben proportional ist.

Auch direct zeigt dies ein Versuch von Baumgartner (l. c.). Eine 3 Zoll lange Nadel war so schwach magnetisirt, dass sie, an einem dünnen Faden aufgehängt, eine Schwingungsdauer von 24 Secunden hatte. Ihr Magnetismus war so gering, dass die Abnahme ihrer Schwingungsbogen in der Luft und über einer Kupferplatte nahezu gleich war. Wurde nun aber die Nadel an einem bandförmig gewalzten Messingdrath aufgehängt, so dass sie in Folge der Elasticität desselben eine Schwingungsdauer von

---

1) Seebeck, l. c. — 2) Baumgartner, Baumgartner und Ettingshausen Zeitschr. f. Physik u. Mathematik Bd. II, S. 430. 1827.* — 3) Seebeck, l. c.

nur 0,56 Secunden besass, so nahm ihr Schwingungsbogen ohne Einwirkung der Kupferplatte während 160, in der Nähe derselben schon während 64 Schwingungen von 20° bis 10° ab.

Die Intensität der Inductionsströme wächst ferner mit der Zunahme des Momentes der Nadeln, so also auch die dämpfende Wirkung derselben. Deshalb wird auch eine Nickelnadel durch umgebende Metallmassen schwächer in ihren Schwingungen anfgehalten, als eine Stahlnadel [1]).

Da die Intensität der Inductionsströme auch der relativen Leitungs- 655
fähigkeit der Scheiben proportional ist, über denen die Nadel schwingt, so wird die Constante ε, d. h. das durch die Schwingungszeit T_I dividirte logarithmische Decrement der Leitungsfähigkeit der Scheiben direct proportional sein.

Schwingt die Nadel in der Luft, so wird der Luftwiderstand eine der Geschwindigkeit der Oscillationen der Nadel proportionale verzögernde Kraft ε_I hervorrufen. Unter dem Einfluss derselben mache die Nadel n Schwingungen, ehe sie vom Ausschlag B auf den Ausschlag C kommt. Ihre Schwingungsdauer sei T_I. Schwingt die Nadel nachher über zwei verschiedenen Metallplatten in der Luft, welche für sich die, ihren Leitungsfähigkeiten proportionalen, verzögernden Kräfte ε_{II} und ε_{III} auf die Nadel ausüben, so ist die ganze auf die Nadel wirkende verzögernde Kraft in beiden Fällen $\varepsilon_I + \varepsilon_{II}$ und $\varepsilon_I + \varepsilon_{III}$. Ist dann die Zahl der Schwingungen, während welcher der Ausschlag der Nadel von B auf C abnimmt, n_{II} und n_{III}, ist ihre Schwingungsdauer T_{II} und T_{III}, so hat man

$$log\, B - log\, A = n_I \varepsilon_I T_I = n_{II} (\varepsilon_{II} + \varepsilon_I) T_{II} = n_{III} (\varepsilon_{III} + \varepsilon_I) T_{III}.$$

In den meisten Fällen kann man die Schwingungsdauern T_I, T_{II}, T_{III} nahezu als gleich ansehen, wie dies auch Versuche von Seebeck (l. c.) ergeben, bei denen er eine Nadel von $2^7/_8$ Zoll Länge über 1 bis 6 viereckigen Kupferplatten von 5 Zoll Kante, über einer Marmorplatte und einem mit Papier bedeckten, mit Eisenfeilen und Baumwachs bestrichenen Papierblatte schwingen liess. Die Dauer von 12 Schwingungen innerhalb der Elongationen 45° und 10° schwankte nur zwischen 20 Secunden 29,6 Tertien und 20 Secunden 38,6 Tertien.

Setzt man nun $T_1 = T_{II} = T_{III}$, so erhält man:

$$\varepsilon_{II} = \frac{n_I - n_{II}}{n_{II}} \varepsilon_I,\ \varepsilon_{III} = \frac{n_I - n_{III}}{n_{III}} \varepsilon_I,$$

$$\text{also } \varepsilon_{II} : \varepsilon_{III} = \frac{n_I - n_{II}}{n_{II}} : \frac{n_I - n_{III}}{n_{III}}.$$

Aus dieser Gleichung lässt sich das Verhältniss der den Werthen ε_{II} und ε_{III} proportionalen Leitungsfähigkeiten der Scheiben berechnen [2]). Auf diese Weise fand Seebeck die Zahl z der Schwingungen, während der

---

[1]) Seebeck, l. c. — [2]) Vergl. auch Harris, Phil. Trans. 1831, T. I, p. 67;* Abria, Ann. de Chim. et de Phys. [3.] T. XLIV, p. 172. 1855.*

Ausschlag einer Magnetnadel über mehreren, $^1/_2$ Linie dicken Platten von verschiedenen Stoffen von 45° auf 10° herabsank.

										z	l
Ueber einer Marmorplatte										116	—
„	„	Kupferplatte								26	100
„	„	Platte aus	1 Thl.	Antimon	und	3 Thln.	Kupfer			105	3
„	„	„	„ 3	„	„	„ 1	„	„		100	4,6
„	„	„	„ 1	„ Wismuth	„	3	„	„		94	6,8
„	„	„	„ 3	„	„	„ 1	„	„		104	3,3

Die unter l verzeichneten Zahlen gehen die aus den Zahlen z berechneten relativen Leitungsfähigkeiten an.

Aehnliche Versuche von **Arago** (l. c.), welche eine dämpfende Wirkung auch bei Eisplatten und Crownglas, von **Baumgartner** (l. c.), welche dieselbe bei Holzplatten und Brodscheiben, von **Harris**, welche sie bei Ringen von Marmor, Holz, Sandstein, Glas, destillirtem Wasser nachweisen sollten, welche die schwingende Magnetnadel umgehen, sind wohl nicht ganz zuverlässig und theils von leitenden Feuchtigkeitsschichten auf den Platten, theils bei der grossen Nähe derselben an der oscillirenden Magnetnadel durch den Luftwiderstand bedingt. Jedenfalls sind die Wirkungen äusserst gering.

Lässt man eine Magnetnadel über glühenden Metallscheiben schwingen, so beobachtet man eine schwächere Wirkung auf dieselbe, da das Leitungsvermögen der Scheiben bei der hohen Temperatur bedeutend abnimmt [1]).

Ueber Eisenfeilen und Eisenscheiben, in denen die Nadel in jeder Lage unter ihren Polen ungleichnamige Pole hervorruft, welche sie in ihrer Stellung festhalten, ist die Abnahme der Schwingungsweiten viel bedeutender, als man nach der geringen Leitungsfähigkeit der Metallmassen erwarten sollte.

656 Mit der Entfernung der Magnetpole von den in ihrer Nähe befindlichen Metallmassen nimmt die Intensität der Inductionsströme in denselben ab, also auch die dämpfende Rückwirkung derselben auf die schwingende Nadel. **Saigey** [2]) hat die Zahlen der Schwingungen einer 1^{mm} dicken, 41^{mm} langen Magnetnadel in der Luft (n_I) und über drei Kupferplatten (n_{II}) von 156^{mm} Durchmesser und 0,98, 1,09 und 1,21^{mm} Dicke bestimmt, während ihr Schwingungsbogen um gleich viel Grade abnahm. Indem er irrthümlich die hemmende Wirkung dem Werth $n_I - n_{II}$ proportional setzt, findet er das Resultat, dass während die Abstände x der Nadel von der Platte in arithmetischer Reihe zunehmen, die hemmende Wirkung y in geometrischer Reihe abnähme, so dass sie der Formel $y = a b^{1-x}$ entspräche, wo a und b Constante sind [3]).

---

1) Vergl. indess **de Haldat**, Ann. de Chim. et de Phys. T. XXXIX, p. 232. 1828;* Pogg. Ann. Bd. XIV, S. 598.* — 2) **Saigey**, Bullet. des Sciences 1828, p. 33; Pogg. Ann Bd. XV, S. 88.* — 3) Vergl. auch **Baumgartner**, Baumgartner und Ettingshausen Zeitschr. Bd. II, S. 426. 1827.*

Als Harris (l. c.) eine Magnetnadel in einem von 12 concentrischen Ringen (1 bis 12), welche je 0,025 Zoll dick waren und genau ineinander passten, schwingen liess, fand er nach der §. 655 entwickelten Formel die dämpfende Kraft des Ringes:

Nro.	1	2	3	4	6	8
	8,54	4,52	3,45	2,38	1,53	1,00.

Wirken gleichzeitig mehrere Ringe, so addirt sich ihre dämpfende Wirkung direct, so dass die Inductionswirkung auf die äusseren Ringe durch das zwischenliegende Kupfer der inneren Ringe nicht gehemmt wird.

Das analoge Resultat erhielt Moser [1]), als er vor einer Magnetnadel 1 bis 4 gleich grosse Kupferscheiben einzeln oder aneinander geschichtet aufstellte, und nun die Schwingungszahlen der Nadel zählte, in denen sich ihre Elongationen, die an dem Fadensysteme im Ocular des Fernrohres abgelesen wurden, welches zur Beobachtung des Standes der Nadel verwendet wurde, um gleichviel verringerten.

Da indess bei Nebeneinanderlegung mehrerer dämpfender Scheiben der Abstand der entfernter liegenden von den Magnetpolen immer mehr zunimmt, so erreicht man bald eine Grenze, bei welcher eine Vermehrung ihrer Zahl nicht mehr die Dämpfung verstärkt [2]).

So fand Seebeck (l. c.) die Zahl der Schwingungen einer Nadel, während deren ihre Elongationen von 45° auf 10° sich verminderten, über

1	2	3	4	6	7 —45 Kupferplatten
26	$17^1/_2$	14	13	12	11.

Dasselbe ergiebt sich, wenn man statt einer dünnen Platte allmälig dickere anwendet [3]).

Man benutzt die Dämpfung der Schwingungen der Magnetnadel durch Metallmassen bei vielen zur Messung der Stromintensität und des magnetischen Momentes bestimmten Apparaten, bei welchen man eine schnelle Einstellung einer Magnetnadel in ihre Ruhelage bewirken will. — Je schneller diese Einstellung erfolgen soll, desto bedeutender muss die Dämpfung sein. Man lässt deshalb dann die Magnetnadel nicht nur über einer Kupferscheibe schwingen, sondern umgiebt sie von allen Seiten mit einer kupfernen Hülle, wie z. B. bei den §. 181 beschriebenen Apparaten [4]).

Auch durch den Erdmagnetismus lassen sich in körperlichen 657
Leitern inducirte Ströme erzeugen. Rotirt z. B. eine Kupferplatte in einer horizontalen Ebene oder noch besser in der auf der Richtung der Inclinationsnadel senkrechten Ebene, und verbindet man ihre Axe und ihren Rand durch amalgamirte Federn, welche gegen dieselben schleifen,

---

[1]) Moser, Dove's Rep. Bd. II, S. 126.* — [2]) Seebeck, l. c. Pogg. Ann. Bd. VII, S. 211. 1826.* — [3]) Vergl. Baumgartner, l. c. S. 427.* — [4]) Zuerst von Gauss angewendet. Resultate des magn. Vereins 1837. S. 18.*

mit einem Galvanometer, so giebt der Ausschlag seiner Nadel an, dass, wenn die Scheibe in der Richtung des Uhrzeigers rotirt, in ihr Ströme inducirt werden, welche von ihrem Centrum zu ihrer Peripherie fliessen. Dieselben kehren bei entgegengesetzter Rotation der Scheibe ihre Richtung um, gerade wie wenn ein Südpol eines Magnetes unter der Platte sich befände [1]). — Diese Richtung der Ströme ergiebt sich unmittelbar, wenn wir den Erdstrom in der auf der Inclinationsnadel senkrechten Ebene von Ost durch Süd nach West fliessend denken. Die Richtung der inducirten Ströme ist dann stets die, dass sie durch ihre Wechselwirkung mit dem Erdstrom die Rotation der Metallscheiben zu hemmen streben.

Fällt die Ebene der rotirenden Scheibe mit dem magnetischen Meridian zusammen, oder fällt auch nur die Richtung der Inclination in ihre Ebene, so entstehen in ihr keine Inductionsströme.

Lässt man eine Kugel von Messing oder Kupfer unter dem Einfluss des Erdmagnetismus rotiren, so dass ihre Rotationsaxe mit der Inclinationsrichtung zusammenfällt, so werden in ihr Ströme inducirt, welche von ihren Polen zu ihrem Aequator oder umgekehrt fliessen und sich daher nur ausgleichen können, wenn man erstere und die am Aequator liegenden Punkte der Kugel leitend verbindet. — Bildet die Rotationsaxe einen Winkel mit der Inclinationsrichtung, so werden gleichfalls in der Kugel Ströme inducirt, welche den durch einen Kreisstrom Fig. 281 und 282, §. 631 inducirten völlig analog sind [2]). Ihre Richtung ergiebt sich im Allgemeinen leicht, wenn man sich die Lage des Erdstromes vergegenwärtigt. Rotirt die Kugel z. B. um eine von Ost nach West gerichtete Axe, so dass ihre nördlich gelegenen Punkte über ihre obere Seite nach Süden gehen, so entsteht in denselben, wenn sie sich auf der südlichen Seite der auf der Inclinationsrichtung senkrechten Ebene des Erdstromes nähern, ein Strom von West nach Ost; wenn sie sich von derselben bei weiterer Drehung entfernen, ein Strom von Ost nach West. Umgekehrt werden auf der nördlichen Seite der Kugel die sich der Ebene des Erdstromes nähernden Theile der Kugel von Inductionsströmen, welche von Ost nach West, die sich von denselben entfernenden Theile von Strömen durchflossen sein, die von West nach Ost fliessen. Indem die beim Annähern und Entfernen inducirten Ströme sich zu geschlossenen Bahnen vereinen, wirken dieselben auf eine der Kugel genäherte Magnetnadel, als wenn die Kugel in der Ebene des Erdstromes auf ihrer südlichen Seite einen magnetischen Südpol, auf der nördlichen einen Nordpol erhalten hätte. — Rotirt ebenso die Kugel um eine in der magnetischen Meridianebene liegende, auf der Inclinationsrichtung senkrechte Axe, so dass ihre oberen Punkte von Ost nach West laufen, so zieht sie den Südpol der östlich von ihr aufgestellten Magnetnadel an, besitzt also auf der Ostseite einen Nordpol und umgekehrt auf der Westseite einen Südpol. Faraday (l. c.) prüfte diese Resultate an einer hohlen Messingkugel von 4 Zoll Durchmesser, die an einem Metallstiel mit der

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. II, §. 149 u. flgde*. — [2]) Ibid., §. 160 u. flgde.*

Hand, sei es frei, sei es in einem Holzlager neben einem Glascylinder gedreht wurde, in welchem an einem Coconfaden ein verticaler Strohhalm hing. In diesen waren an beiden Enden in entgegengesetzten Richtungen die beiden Hälften einer magnetischen Nähnadel in horizontaler Lage eingesenkt. Der Apparat wurde neben der rotirenden Kugel so aufgestellt, dass die Axen der Magnetnadeln mit dem magnetischen Meridian parallel lagen, nnd die obere Nadel mit dem Mittelpunkt der rotirenden Kngel sich in derselben Horizontalebene befand.

Drittes Capitel.

Einfluss der inducirten Ströme auf den zeitlichen Verlauf der galvanischen Ströme und der Magnetisirung.

I. Einfluss der inducirten Ströme auf die Zeitdauer des Entstehens und Verschwindens der Ströme.

658 Wird der Schliessungskreis einer constanten galvanischen Säule plötzlich geschlossen, so fällt die Zeit, in welcher die Intensität des in demselben entstehenden Stromes bis auf eine constant andauernde Grösse anwächst, mit der Zeit der Schliessung zusammen, wenn nicht in dem Schliessungskreise selbst inducirte Ströme entstehen können. Wir nehmen dabei vorläufig an, wie es für die im Folgenden zu erwähnenden Fälle statthaft ist, dass die Zeit verschwindend klein sei, innerhalb deren die freien Elektricitäten auf der Oberfläche der Leiter sich in der Art anhäufen, wie es zur Herstellung des constanten Stromes erforderlich ist, dass die Geschwindigkeit der Bewegung der Elektricitäten in den Leitern selbst sehr gross sei, und endlich die Inductionswirkungen der geradlinigen Theile der Leitung aufeinander zu vernachlässigen seien. Diese Umstände werden wir erst in den letzten Paragraphen dieses Bandes in Betracht ziehen. Enthält dagegen der Schliessungskreis z. B. eine Drathspirale, so werden durch das Ansteigen des Stromes in den ersten Momenten der Schliessung in der Spirale Extraströme inducirt, welche dem entstehenden Strome entgegengerichtet sind, also denselben schwächen, und deren Intensität der in jedem Moment erfolgenden Aenderung der Intensität des Stromes entspricht. Diese Extraströme verzögern das Anwachsen des Stromes bis zum Maximum seiner Intensität.

Inwieweit die Extraströme die Intensitätsänderungen des Stromes in 659
den ersten Momenten seiner Schliessung bedingen, ist von Helmholtz[1])
theoretisch und experimentell untersucht worden.

Es sei die Intensität des Stromes in jedem Moment I, die elektromotorische Kraft des primären Stromes E, der Widerstand des Schliessungskreises W, das Potential der in demselben befindlichen Spirale auf sich selbst P, das Widerstandsmaass sei so gewählt, dass die Inductionsconstante $\varepsilon = 1$ ist; so ist die elektromotorische Kraft des inducirten Stromes in jedem Moment $- P\frac{dI}{dt}$; also die gesammte Intensität des Stromes in demselben Moment gegeben durch die Gleichung:

$$IW = E - P\frac{dI}{dt},$$

d. i. wenn die Zeit t vom Beginn der Schliessung an gezählt wird:

$$I = \frac{E}{W}\left(1 - e^{-\frac{W}{P}t}\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Nach dieser Formel lässt sich die Intensität I des Stromes für die ersten Zeiten der Schliessung in jedem Augenblick berechnen. — Bei längerer Schliessung nähert sich dieselbe immer mehr dem Werth $I_m = \frac{E}{W}$, welchen der Strom ohne Einfluss der Induction besässe.

Die Gesammtintensität F des Stromes von Anfang der Schliessung an bis zur Zeit t ergiebt sich aus Formel (1):

$$F = \int_0^t I dt = \frac{E}{W}\left\{\left(t - \frac{P}{W}\left(1 - e^{-\frac{W}{P}t}\right)\right\}\right. \quad . \quad (2)$$

Die Gesammtintensität des Extrastromes aber, welche sich von der Intensität $\frac{E}{W}$ des primären Stromes bis zu seiner völligen Constanz subtrahirt, ist:

$$-\frac{E}{W}\int_0^\infty e^{-\frac{W}{P}t} dt = -\frac{PE}{W^2} \cdot \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Wird der Schliessungskreis geöffnet, nachdem die Stromintensität in demselben constant geworden ist, so ist die in sich geschlossene Leitung desselben unterbrochen. Der Oeffnungsextrastrom kann also nur so lange andauern, als nach der Unterbrechung noch in dem entstehenden Funken ein Uebergang von Materie an der Unterbrechungsstelle, also eine Vermittelung der Leitung stattfindet. Sobald der Funken aufhört, verschwindet auch der Oeffnungsextrastrom.

Wird dagegen zur Zeit t nach der ersten Schliessung die den Strom liefernde Säule von der Spirale losgelöst, dafür aber die letztere durch eine Nebenschliessung von gleichem Widerstand mit der Säule geschlossen,

[1]) Helmholtz, Pogg. Ann. Bd. LXXXIII, S. 505. 1851.*

so ist der Widerstand des neu gebildeten Schliessungskreises der gleiche, W, wie vorher. Durch denselben fliesst dann der Extrastrom, welcher durch das Verschwinden des im Moment des Oeffnens vorhandenen Stromes inducirt wird. Die Intensität dieses Stromes ist zur Zeit ϑ nach der Loslösung gleich $Ie^{-\frac{W}{P}\vartheta}$, also die Gesammtintensität des Oeffnungsinductionsstromes gleich

$$O = \frac{PI}{W} = \frac{PE}{W^2}\left(1 - e^{-\frac{W}{P}t}\right).$$

Geschähe die Umschaltung erst, nachdem der Strom constant geworden wäre, d. h. zur Zeit $t = \infty$, so würde $O = \frac{PE}{W^2}$ sein, d. h. der Oeffnungsextrastrom zeigte dieselbe Gesammtintensität, hätte aber die entgegengesetzte Richtung wie der Schliessungsextrastrom.

Würde man neben einer Spirale in den Schliessungskreis der Säule noch ein Galvanometer einfügen, den Kreis erst schliessen und kurz darauf, nach der Zeit t, die Säule durch eine Nebenschliessung von gleichem Widerstand ersetzen, so durchflössen das Galvanometer die beiden Ströme

$$F + O = G = \frac{E}{W}t \quad \ldots \ldots \ldots \quad (4)$$

welche, wenn die Zeit t klein ist gegen die Schwingungsdauer der Nadel des Galvanometers, dieselbe nahezu beide in ihrer Ruhelage treffen.

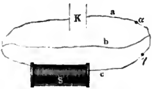
Aus dem Werthe G kann der Werth t berechnet werden, und wiederum der Werth F, der auch direct beobachtet werden kann, so dass die Intensität des Stromes am Anfang seiner Schliessung in jedem Moment genau bestimmt ist.

Für die Versuche ist es zweckmässig, dass das Ansteigen der Intensität zum Maximumwerth I_m langsam erfolge, also die Zeit t, innerhalb deren der Strom eine bestimmte Intensität I erreicht, lang sei. Aus Formel (1) ergiebt sich, dass dies eintritt, wenn der Bruch $\frac{W}{P}$ klein ist, also erstens W klein ist, d. h. zunächst der Widerstand der Schliessung mit Ausnahme der Inductionsspirale möglichst gering ist; zweitens das Potential P gross ist. Letzteres könnte man einmal erreichen, indem bei gleichbleibendem Gewicht des Drathes der Spirale seine Länge ver$n$facht würde. Dadurch würde aber sowohl W, als auch P auf das n^2fache gesteigert und Bruch $\frac{W}{P}$ unverändert bleiben. Man muss daher der Spirale möglichst viele, recht eng gewundene Windungen geben.

660 Es befinde sich neben der Spirale S, Fig. 293, noch eine Nebenschliessung b in dem Stromkreise der Säule K; es werde zur Zeit $t = o$ die Säule im Punkt a mit der Nebenschliessung und Spirale verbunden.

Bezeichnet man die Intensitäten und Widerstände der drei Zweige mit $i_a, w_a, i_b, w_b, i_c, w_c$, die elektromotorische Kraft der Säule mit E, ist P das Potential der Spirale auf sich selbst, so ist die in ihr in jedem Moment inducirte elektromotorische Kraft der Induction $-P\frac{d i_c}{dt}$. Man hat also zur Zeit t:

Fig. 293.



$$i_a = i_b + i_c.$$

$$E - i_a w_a = i_b w_b, \qquad P\frac{d i_c}{dt} + i_c w_c = i_b w_b,$$

d. i., wenn $w_a w_b + w_b w_c + w_c w_a = r$ gesetzt wird:

$$E w_b - i_c r - P(w_a + w_b)\frac{d i_c}{dt} = o$$

und
$$i_c = \frac{E w_b}{r}\left\{1 - e^{-\frac{rt}{P(w_a + w_b)}}\right\},$$

woraus sich i_a und i_b berechnen lassen.

Wird dann zur Zeit t der Stromkreis c etwa bei γ geöffnet, so kann der Oeffnungsextrastrom in c nicht zu Stande kommen, und der Ausschlag eines vor die Spirale S gestellten Magnetes entspricht der Gesammtintensität des Stromes in c von Anfang der Schliessung bis zur Zeit t, analog der Formel (2), §. 659:

$$F_c = \int_0^t i_c dt = \frac{E w_b}{r} t - \frac{w_a + w_b}{r} P i_c. \quad \ldots \ldots \quad (5)$$

Oeffnet man dagegen zur Zeit t den Stromkreis in einem Punkte des Zweiges a, z. B. in α, so bildet sich der Oeffnungsextrastrom und durchfliesst die Zweige b und c mit einer Intensität, die $\frac{P i_c}{w_b + w_c}$ entspricht. Die Gesammtwirkung des Stromes in der Spirale auf den Magnet von Anfang der Schliessung an ist dann:

$$G_c = F_c + \frac{P i_c}{w_b + w_c} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (6)$$

Auch durch diese Formeln ist der ganze Verlauf des Ansteigens der Intensität des Stromes vom Anfang der Schliessung an gegeben.

Die Prüfung der Formeln (2) bis (6) wurde auf experimentellem Wege 661
vorgenommen.

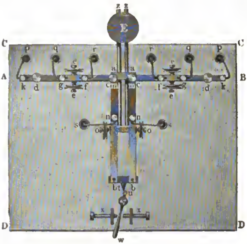
Für den ersten Fall der Formeln (2) und (3), bei denen keine Nebenschliessung in den Stromkreis eingefügt war, wurde der Strom einer Säule von vier Daniell'schen Elementen durch einen Multiplicator geleitet, dessen Widerstand dreissigmal so gross war, als der der Säule, und der zu-

gleich als Inductor und strommessender Apparat diente. Vor demselben war ein mit einem Spiegel versehener Magnet aufgehängt. Der Strom wurde zuerst dauernd durch den Multiplicator geleitet; indess dabei seine Intensität durch eine Nebenleitung bedeutend geschwächt. Die Ablenkungen des Magnetes ergaben die Grössen E und W. Sodann wurde der Magnet möglichst zur Ruhe gebracht, so dass sein halber Schwingungsbogen nur eine kleine Grösse α besass. Im Moment, wo er durch die Ruhelage passirte, wurde nun der Strom durch eine besondere Wippe geschlossen und sodann wieder durch dieselbe geöffnet, oder auch mit dem Oeffnen zugleich durch einen besonderen Drath von gleichem Widerstand wie der der Batterie wieder geschlossen. Der Ausschlag des Magnetes betrage jetzt β. Die Gesammtintensität I des Stromes während der Zeit seiner Schliessung ergiebt sich dann aus der Formel:

$$I = \frac{PT}{\pi}(\beta - \alpha),$$

wo T die Schwingungsdauer des Magnetes, P die horizontale Componente des Erdmagnetismus ist (vgl. §. 212). Die Wippe, welche zum Oeffnen und Schliessen des Stromes diente, bestand im Wesentlichen aus einem Hebel von Elfenbein ab (Fig. 294), welcher durch ein Gewicht E heruntergedrückt, durch einen Vorreiber uw aber in die Höhe gehalten wurde. Der Hebel trug zwei mit den Quecksilbernäpfen s verbundene Metallplatten mn, welche unter m in zwei, durch Schrauben hoch und nieder zu stellende Goldkuppen endeten. Unter diesen lagen die Enden zweier um 90° gegen den Hebel ab gedrehter Hebel cd von Elfenbein, deren Enden c durch Federn in die Höhe gehalten waren. Diese Hebel trugen zwei von einander isolirte Metallplatten cf und gd. Die Platten cf trugen bei c Goldplättchen, gegen welche die Kuppen m beim Herunterfallen des Hebels ba stiessen. Dadurch wurden die Hebel cd bei c heruntergedrückt und bei d gehoben. Die Enden f der Platten cf communicirten mit den Quecksilbernäpfen r. Ebenso waren die Enden g der Platten gd mit den Quecksilbernäpfen q verbunden. Das Ende d derselben trug an einer Schraube wiederum eine Goldkuppe, welche in der Ruhelage der Hebel gegen eine darunter lie-

Fig. 294.



gende Goldplatte drückte; diese letztere war durch eine kleine Klemmschraube k mit dem Quecksilbernapf p verbunden.

Wir wollen die Buchstaben auf der linken und rechten Seite der Figur durch die Indices l und r bezeichnen. Wird nun eine Säule zwischen s_l und r_l eingeschaltet, s_l mit p_r, r_l mit r_r verbunden und zwischen r_r und q_r das als Inductor dienende Galvanometer eingeschaltet, so wird, wenn die Goldkuppe m_r etwas höher steht als m_l, beim Herunterfallen des Hebels ab zuerst der Stromkreis bei m_l geschlossen, sogleich darauf wieder bei d_r geöffnet. Der Ausschlag des Galvanometers giebt dann den Werth F. Wird dagegen zwischen s_r und q_r noch eine Nebenschliessung von gleichem Widerstand mit der zwischen s_l und r_l befindlichen Säule eingefügt, so wird beim Oeffnen des Stromkreises bei d_r in Folge dieser Nebenschliessung der im Galvanometer inducirte Strom durch den Kreis $q_r s_r a_r r_r$ fliessen; die Ablenkung giebt dann den Werth G. Aus letzterem lässt sich die Zeit t zwischen dem Schliessen und Oeffnen des Stromes und aus dieser wiederum F' berechnen.

In Folge der Fortpflanzungszeit der Bewegung in den Hebeln cd erfolgt das Auffallen der Goldkuppen m auf die Platten c und das Abheben der Kuppen d von den unter ihnen befindlichen Platten nicht ganz gleichzeitig. Um die dazwischen verlaufende Zeit z zu bestimmen, wurde ein Strom durch das Auffallen von m_r auf a_r geschlossen und durch das Abheben von d_l von der darunter liegenden Platte geöffnet und der Ausschlag des Galvanometers bestimmt. Es ergab sich die Zeit $z = 0{,}000337$ Sec. — Würde bei Einschaltung der Nebenschliessung zwischen q_r und s_r die Schliessung des Stromkreises bei m_l und Oeffnung desselben bei m_r gleichzeitig erfolgen, so würde hiernach der Ausschlag des Galvanometers doch nur 1,832 Scalentheile betragen haben.

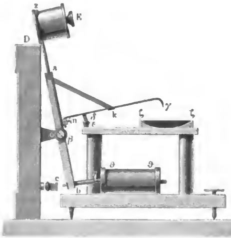
Auf diese Weise ergab sich bei Bestimmung der Werthe G, t (in $^1/_{100}$ Secunden) und F:

G	t	F beobachtet	F' berechnet aus G
0,981	0,038	0,356	0,324
3,869	0,103	1,950	1,797
6,500	0,162	3,723	3,724
10,867	0,260	7,862	7,550
15,876	0,372	12,731	12,336
24,762	0,566	21,062	21,101

Bei den Versuchen, wo von vornherein eine Nebenschliessung be- 662
steht, und welche zur Prüfung der Formeln (5) und (6) dienten, war nur eine Schliessung und darauf folgende Oeffnung des Stromes, nicht aber die Zwischenschaltung einer Nebenschliessung erforderlich, und die oben erwähnte Zeit z konnte auf die Versuche nicht so störend einwirken. Bei diesen stellte Helmholtz die Wippe vertical und änderte nur den Hebel ab (Fig. 295 a. f. S.) ein wenig ab. Derselbe trug an seinem einen Ende das Gewicht E und an dem anderen Ende b einen kleinen Arm η, der mit einem

in der Spirale ϑ liegenden Eisencylinder verbunden war. Ausserdem war an ihm der kupferne Arm $n\gamma$ angebracht, von dem ein Kupferdrath δ in das Quecksilbernäpfchen ε eintauchte, und dessen Spitze γ von Platin über einer reinen Quecksilberoberfläche ζ schwebte. Wurde durch die Spirale ϑ ein Strom geleitet und dieser geöffnet, so fiel der Hebel durch das Gewicht E nach vorn über, der Stromkreis wurde zwischen den Quecksilbernäpfen ε und ζ geschlossen und gleich darauf stiess der Hebel bei b gegen den darunter liegenden Hebel cd, der den Schliessungskreis, in welchen die Quecksilbernäpfe q und p (Fig. 294) eingefügt sind, öffnet.

Fig. 295.



Bei Anwendung dieser Wippe wurden mit Einfügung einer constanten Nebenschliessung die Werthe F_c und G_c bestimmt. Die Säule bestand dabei aus 2×4 hintereinander verbundenen Daniell'schen Elementen; die Inductionsspirale aus einem 64^{m} langen Drath; ihr innerer und äusserer Durchmesser betrug 20^{mm} und 87^{mm}, ihre Höhe 40^{mm}. Als Nebenschliessung diente ein $1{,}5^{m}$ langer, zickzackförmig auf einem Brett befestigter Drath. — Die Intensität der Ströme wurde gemessen, indem die Ablenkungen eines an einem Coconfaden parallel der Grundfläche der Inductionsspirale aufgehängten Magnetstäbchens bestimmt wurden. — Die Wippe schloss erst den die Säule enthaltenden Zweig a (Fig. 293) und öffnete dann denselben oder den die Inductionsspirale enthaltenden Zweig c.

Nach Einführung einiger Vereinfachungen in der Rechnung wurde der wahrscheinliche Werth des Potentials P aus den Versuchen berechnet; die Widerstände w_c und w_b wurden mit denen eines bestimmten Drathes d verglichen, so wie die elektromotorische Kraft E und der Widerstand w_a aus den constanten Ablenkungen des Magnetes berechnet, welche sich ergaben, als in den Zweig c statt der Spirale zwei verschiedene Drähte m und n eingefügt und dann die Spirale als Nebenleitung von n und endlich Drath d in den Zweig a eingefügt war.

So erhielt man als Mittel vieler Beobachtungen, von denen wir nur einige aufnehmen:

G	F beobachtet	F berechnet	Zeit t
80,775	67,243	67,391	0,01569
70,567	56,877	57,234	0,01379
58,640	45,470	45,562	0,01163
40,945	28,783	28,727	0,00844
29,025	18,360	18,086	0,00629
20,560	11,157	10,998	0,00463
12,802	5,370	5,317	0,00303
8,160	2,735	2,551	0,00201

Durch die sehr gute Uebereinstimmung der beobachteten und berechneten Werthe von F dürfte die Richtigkeit der oben aufgestellten Formeln völlig bewiesen sein.

Befindet sich neben einer primären inducirenden Spirale eine durch eine Leitung in sich geschlossene Inductionsspirale, so würde gleichfalls ohne das Auftreten der Extraströme der in der Inductionsspirale inducirte Schliessungs- und Oeffnungsstrom das Maximum seiner Intensität gleichzeitig mit dem Schliessen und Oeffnen des Stromes der primären Spirale annehmen. 663

Beim Schliessen derselben wird indess schon durch die in ihr selbst auftretenden Extraströme das Ansteigen der Intensität des inducirenden Stromes bis zu seiner constanten Stärke I verzögert, und so wird auch in gleicher Weise die Bildung des Schliessungsinductionsstromes in der Inductionsspirale verzögert. Zugleich aber entstehen in letzterer Spirale selbst Extraströme, indem der Inductionsstrom in derselben allmälig bis zu einem Maximum anwächst. Da dieselben dem Inductionsstrom entgegengesetzt sind, so verzögern sie seine Entwickelung noch mehr. Wenn daher auch die Gesammtintensität desselben durch den Einfluss jener Extraströme ungeändert bleibt, — dieselbe muss ja stets der Gesammtänderung der Stromintensität in der primären Spirale von o bis I entsprechen —, so ist doch seine Zeitdauer verlängert, seine Intensität in jedem einzelnen Moment seines Verlaufes verringert.

In der primären Spirale werden endlich auch rückwärts durch das Anwachsen des Stromes in der Inductionsspirale und Verschwinden desselben Ströme inducirt, welche in dem ersten Theil des Verlaufes des Inductionsstromes demselben entgegen, im zweiten demselben gleichgerichtet sind, sich also Anfangs zu dem primären Strom addiren, später aber von demselben subtrahiren.

So wird hierdurch ebenfalls die Zeit des Anwachsens des primären Stromes geändert. Er wird Anfangs steiler ansteigen, als wenn die Inductionsspirale nicht sich neben der primären Spirale befände, später aber sich langsamer seinem Maximum nähern.

Wird die Inductionsspirale neben der primären Spirale geöffnet, so

fällt der letztere Grund der Veränderung des Ansteigens des inducirenden Stromes fort.

Wie eine in sich geschlossene Inductionsspirale wirken hier in sich geschlossene cylindrische Metallhüllen, welche die primäre Spirale umgeben, oder massive Metallkerne, welche in dieselbe hineingeschoben werden. Sind die Metallhüllen der Länge nach aufgeschnitten, so fehlt für die Inductionsströme in ihnen die geschlossene Bahn, sie können sich nicht bilden und auf die Entwickelung des primären Stromes zurückwirken.

Beim Oeffnen des primären Stromes sinkt die Intensität desselben schnell auf Null; die Ursache der Inductionsströme in der secundären Spirale ist momentan, dieselben steigen schnell bis zu ihrem Maximum an und sinken dann in Folge der Extraströme in der secundären Spirale allmälig bis auf Null. In der primären Spirale würde, wenn sie geschlossen bliebe, der Inductionsstrom der secundären Spirale beim Entstehen einen ihm selbst entgegengerichteten, also auch dem primären Strom entgegengesetzten, beim Verschwinden einen demselben wiederum gleichgerichteten tertiären Strom induciren. Da indess die primäre Spirale gerade bei der Bildung der Inductionsströme geöffnet wird, kann jedenfalls nur ein Theil der tertiären Ströme in derselben zur Ausgleichung kommen, so lange noch der Oeffnungsfunken die Leitung herstellt; also namentlich der dem primären Strome entgegengerichtete tertiäre Strom. Der dem primären Strome gleichgerichtete Oeffnungsextrastrom wird dadurch geschwächt, der Oeffnungsfunken z. B. wird kleiner.

Aehnliche Erscheinungen treten auf, wenn nur durch Oeffnen oder Schliessen einer Nebenleitung zur inducirenden Spirale die Intensität des Stromes in jener Spirale geändert wird, und dadurch in einer benachbarten Inductionsspirale ein Strom entsteht.

Die eben erwähnte Zeitdauer der inducirten Ströme hat unter Anderen Guillemin [1]) dargethan, indem er durch einen Disjunctor einen Schliessungskreis schloss oder öffnete, welcher eine Säule und eine Drathspirale von 600^{m} Kupferdrath von $^{1}/_{4}{}^{mm}$ Dicke enthielt. Die letztere war umgeben von einer Inductionsspirale, welche durch einen Eisendrath von $^{1}/_{3}{}^{mm}$ Dicke und 300^{m} Länge geschlossen war. Durch den Disjunctor wurde zu verschiedenen Zeiten nach dem Schliessen des inducirenden Stromes eine Nebenschliessung an der Inductionsspirale angebracht, indem ihre mit dem Eisendrath verbundenen Enden mit einem Galvanometer verbunden wurden. Es zeigte sich eine Andauer des Schliessungs- sowie des Oeffnungsstromes, die in einem Versuch etwa 0,005 Secunden betrug. Bei Einlegen eines Eisenkernes in die Spiralen wuchs diese Dauer sehr stark, selbst bis zum 20fachen an (s. d. folgd. Abschnitt).

664 Eine vollständige Berechnung des Verlaufes des inducirenden, wie des Inductionsstromes ist für verschiedene Fälle von E. du Bois-

---

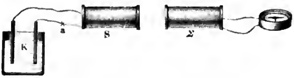
[1]) Guillemin, Compt. rend. T. L, p. 1104. 1860.*

Reymond[1]) angestellt worden. Wir wollen die Einheit der Widerstände so wählen, dass die Inductionsconstante $\varepsilon = 1$ zu setzen ist, und die Indnctionswirkungeu der Theile der Leitungen vernachlässigen, welche nicht in Form von Windungsreihen inducirend auf einander einwirken. Die Schliessungen und Oeffnungen der Stromkreise mögen stets in einer unmessbar kurzen Zeit vor sich gehen. In den Figuren bedeute stets S die inducirende, Σ die Inductionsspirale, K die den primären Strom erregende Kette, a den Punkt, in welchem das Schliessen oder Oeffnen ihres Schliessungskreises stattfindet.

Es sei die elektromotorische Kraft der den inducirenden Strom erzeugenden Kette . . . . $= E$
der Gesammtwiderstand ihres Schliessnngskreises . . . . $= w$
das Potential der inducirenden Spirale auf sich selbst . . . $= P$
der Gesammtwiderstand des secundären Inductionskreises . . $= w_\sigma$
das Potential der Inductionsspirale auf sich selbst . . . . . $= \Pi$
das Potential der beiden Spiralen auf einander . . . . . $= Q$
die constante Intensität des Stromes in dem primären Kreise (nach dem Aufhören der etwaigen Inductionsströme) . . $= I = \frac{E}{w}$
die Intensität des Stromes im primären Schliessungskreise während der Dauer des beim Schliessen oder beim Oeffnen entstehenden Inductionsstromes in demselben . . . . . $= I_a$ und I_e
die Intensität des Inductionsstromes in der secundären Spirale zu den entsprechenden Zeiten . . . . $= i_a$ und i_e

1. Wir betrachten zuerst die Indnction in einer Nebenrolle durch Oeffnen des primären Stromkreises (Fig. 296). Dieselbe

Fig. 296.



ist schon von Helmholtz berechnet worden[2]). Beim Oeffnen des primären Kreises verschwindet der inducirende Strom in demselben plötzlich; es wird in dem Inductionskreise ein Strom inducirt, dessen Gesammtintensität gegeben ist durch die Gleichung (vergl. §. 606):

$$\int_0^\infty i_e\, dt = \frac{I\, Q}{w_\sigma} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (1)$$

Da der inducirende Kreis während des Verlaufes des Induction-

[1]) Nach einer Originalmittheilung. Vgl. auch Monatsber. d Berlin Acad. 26. Juni. 1862.* — [2]) Helmholtz, Pogg. Ann. Bd LXXXIII, S. 536. 1851.*

stromes geöffnet ist, werden Rückwirkungen des letzteren auf jenen Kreis nicht eintreten; wir haben also nur die durch die Aenderungen der Intensität des Inductionsstromes selbst in dem secundären Kreise bewirkte Induction zu beachten. Die hierdurch in jedem Augenblicke inducirte elektromotorische Kraft ist aber gegeben durch die Gleichung

$$i_e w_\sigma = -\Pi \frac{di_e}{dt} \text{ oder } i_e = C e^{-\frac{w\sigma}{\Pi}t} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

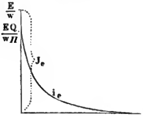
Setzt man diesen Werth für i_e in Gleichung (1) ein, so erhält man

$$\frac{\Pi}{w_\sigma} C = \frac{IQ}{w_\sigma} = \frac{EQ}{w \cdot w_\sigma}$$

$$i_e = \frac{EQ}{w\Pi} e^{-\frac{w_\sigma}{\Pi}t} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Verzeichnen wir als Abscissen (Fig. 297) die Zeiten von Anfang der Oeffnung des primären Stromes, als Ordinaten die Intensitäten des inducirenden und inducirten Stromes, so werden in beifolgender Figur die Curven I_e und i_e den Verlauf der Intensitäten beider Ströme angeben. Die Intensität des inducirenden Stromes sinkt also, wie wir schon erwähnt, plötzlich von I bis auf Null, die Intensität des Inductionsstromes steigt aber plötzlich bis zu $i_e = \frac{EQ}{w\Pi}$ und sinkt dann allmälig auf Null herab.

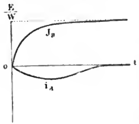
Fig. 297.



2. Induction in einer Nebenrolle durch Schliessen des primären Kreises.

Wächst beim Schliessen des primären Kreises in a (Fig. 296) die Intensität in demselben allmälig bis zu I an, so wird in demselben in jedem Augenblicke ein Extrastrom von der Intensität $-\frac{P}{w}\frac{dI_a}{dt}$ entstehen. Zugleich wird in der Inductionsspirale ein Strom inducirt, dessen Intensität durch $i_a = -\frac{Q}{w_\sigma}\frac{dI_a}{dt}$ dargestellt ist. Indem dieser seine Intensität ändert, inducirt er wiederum in der primären Spirale einen Strom von der Intensität $-\frac{Q}{w}\frac{di_a}{dt}$, in der Inductionsspirale selbst einen Strom von der Intensität $-\frac{\Pi}{w_\sigma}\frac{di_a}{dt}$. Die in den beiden Schliessungskreisen der inducirenden und Inductionsspirale erzeugten Ströme sind also bestimmt durch die zwei simultanen Differentialgleichungen:

Fig. 298.



$$I_a w = E - P \frac{d I_a}{dt} - Q \frac{d i_a}{dt} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

$$i_a w_\sigma = - Q \frac{d I_a}{dt} - \Pi \frac{d i_a}{dt} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Die Integration dieser Gleichungen giebt:

$$I_a = \frac{E}{2\, w \varrho_a} \left\{ 2\, \varrho_a + \varphi''_a e^{-\Theta'_a t} - \varphi'_a e^{-\Theta''_a t} \right\} \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

$$i_a = - \frac{E}{2\, w \varrho_a} \left\{ e^{-\Theta'_a t} - e^{-\Theta''_a t} \right\} \text{[1]} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

wo

$$\varrho_a = \sqrt{\frac{w_\sigma}{w} + \left(\frac{w_\sigma P - w \Pi}{2\, w Q} \right)^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

$$\varphi'_a = - \frac{w_\sigma P - w \Pi}{2\, w Q} + \varrho_a, \qquad \varphi''_a = - \frac{w_\sigma P - w \Pi}{2\, w Q} - \varrho_a \quad . \quad . \quad (6)$$

$$\Theta'_a = \frac{w_\sigma P + w \Pi - 2\, w Q \varrho_a}{2 (P \Pi - Q^2)}, \quad \Theta''_a = \frac{w_\sigma P + w \Pi + 2\, w Q \varrho_a}{2 (P \Pi - Q^2)} \quad . \quad . \quad (7)$$

So lange der Nenner von Θ_a positiv ist, also $P\Pi > Q^2$, so lange sind Θ'_a und Θ''_a positiv, nnd da $\Theta'_a < \Theta''_a$ ist, i_a negativ. Die Richtung des Schliessungsinductionsstromes ist also entgegengesetzt der Richtung des inducirenden Stromes. Dies ist der allein vorkommende Fall. Würde $P\Pi = Q^2$, so würde $i_a = 0$; dies wäre aber nur möglich, wenn z. B. die Inductionsspirale und inducirende Spirale völlig zusammenfielen, wo dann $P = \Pi = Q$ wäre, was nicht geschehen kann. Ebenso wenig kann $Q^2 > P = \Pi$ werden; in welchem Falle der Inductionsstrom positiv, d. h. dem inducirenden gleichgerichtet werden würde. Bilden wir in dem einzig möglichen Falle ($P\Pi > Q^2$) den Werth

$$\frac{d i_a}{dt} = - \frac{E}{2\, w \varrho_a} \left(- \Theta'_a e^{-\Theta'_a t} + \Theta''_a e^{-\Theta''_a t} \right)$$

so giebt der Verlauf desselben das abwechselnde Ansteigen und Abfallen der die Intensität i_a darstellenden Curve Fig. 298 an. Für $t = 0$ ist $i_a = 0$ und

---

[1] Zur Ausführung der Integration eliminirt man aus (1) nnd (2) nach einander $\frac{d i_a}{dt}$ und $\frac{d I_a}{dt}$; von den erhaltenen Gleichungen wird die letztere mit einem constanten Factor φ multiplicirt und zur ersteren addirt. Man setzt dann $u = I_a + \varphi i_a$ und wählt φ so, dass in der neuen Gleichung der Coefficient von i gleich Null wird. Die Gleichnng lässt sich dann integriren und ergiebt u in Form einer Exponentialgrösse φ entwickelt sich aus einer quadratischen Gleichung, erhält also zwei Werthe φ' und φ'', und entsprechend erhält u zwei Werthe $u' = I_a + \varphi' i_a$ und $u'' = I_a + \varphi'' i_a$, deren jeder eine andere Integrationsconstante $C_,$ und $C_{,,}$ enthält. Aus der Bedingung für die Gesammtintensität des Inductionsstromes $\int_0^\infty i_a \, dt = - \frac{EQ}{w w_\sigma}$ folgt dann $C_, = C_{,,} = \frac{E}{w}$. Bei Elimination von I_a und i_a, aus den beiden Gleichnngen für u ergeben sich die obigen Werthe (3) nnd (4) für I_a und i_a.

$\frac{di_a}{dt} = -\frac{EQ}{PII - Q^2}$, also negativ; ebenso bleibt es negativ bei kleinen Werthen von t, die negative Intensität i_a wächst, aber immer langsamer, da $\frac{di_a}{dt}$ immer kleiner wird; die Intensität erreicht sodann ein Maximum, wenn dieser Werth gleich Null ist; sie fällt wieder allmälig ab, die die Intensität i_a darstellende Curve nähert sich asymptotisch der Abscissenaxe, wenn t noch grösser wird, da dann $\frac{di_a}{dt}$ positiv ist. Die Betrachtung von $\frac{d^2 i_a}{dt^2}$ ergiebt, dass für $t = 0$ diese Curve gegen die Abscissenaxe concav ist. Zugleich ist $Q\frac{dI_a}{dt} = -\Pi\frac{di_a}{dt}$, so dass sich die Inductionen in der secundären Spirale durch den entstehenden Hauptstrom und Inductionsstrom für $t = 0$ gerade aufheben.

Während also der Oeffnungsinductionsstrom sogleich in seiner ganzen Stärke auftritt, erreicht der Schliessungsinductionsstrom nur langsam das Maximum seiner Intensität; alle Wirkungen daher, welche von dem schnellen Anwachsen der letzteren abhängen, werden bei dem Oeffnungsinductionsstrom stärker auftreten, so namentlich die physiologischen Wirkungen u. s. f. (s. u.). Je grösser unter sonst gleichen Umständen das Potential P der inducirenden Spirale S auf sich selbst ist, je mehr Windungen sie hat und je enger dieselben an einander liegen, desto kleiner ist $\frac{di_a}{dt}$ für $t = 0$, desto langsamer steigt die Curve, welche die Intensität des Inductionsstromes darstellt, von Anfang an auf; desto schwächer ist z. B. seine physiologische Wirkung.

Der Werth der Stromstärke I_a des inducirenden Stromes setzt sich aus der Intensität $\frac{E}{w}$ zusammen, zu welcher sich die durch Exponentialcurven darstellbaren Werthe $\frac{E}{2w\varrho_a}\varphi''_a e^{-\Theta''_a t}$ und $-\frac{E}{2w\varrho_a}\varphi'_a e^{-\Theta'_a t}$ hinzufügen, die mit zunehmender Zeit t immer kleiner werden. Für die Zeit $t = 0$ ist die Summe dieser letzteren Werthe gleich $\frac{E}{w}$, also $I_a = 0$; für die Zeit $t = \infty$ ist jene Summe gleich Null, also $I_a = \frac{E}{w}$. Die Intensität I_a wird also durch die Curve I_a, Fig. 298, dargestellt. Die Gesammtintensität, um welche in dieser Weise während des Anwachsens der Intensität des primären Stromes die Intensität desselben $\frac{E}{w}$ vermindert wird, entspricht der Gleichung $\int_0^\infty \left(I_a - \frac{E}{w}\right) dt = \frac{EP}{w^2}$; sie ist also ebenso gross, als wenn die Stromänderung in der primären Spirale nur durch den unmittelbar in

ihr erzeugten Anfangsextrastrom bedingt worden wäre. In der That muss die gesammte elektromotorische Kraft, welche in ihr beim Anwachsen der Intensität des inducirten Stromes in der secundären Spirale rückwärts inducirt wird, gleich und entgegengesetzt sein der elektromotorischen Kraft, welche beim Verschwinden des letzteren Stromes in ihr inducirt wird.

Ist der Widerstand der primären und secundären Schliessung einander gleich, also $w = w_\sigma$ und sind die auf einander einwirkenden Spiralen ebenfalls gleich, also $P = \Pi$, so wird $\varrho_a = 1$, $\varphi'_a = +1$, $\varphi''_a = -1$, $\Theta'_a = \frac{w}{P+Q}$, $\Theta''_a = \frac{w}{P-Q}$. Dann ergiebt sich (wie übrigens sich auch leicht unmittelbar aus den Gleichungen (1) und (2) entwickeln lässt):

$$I_a = \frac{E}{2w}\left\{2 - e^{-\frac{w}{P+Q}t} - e^{-\frac{w}{P-Q}t}\right\} \quad \ldots \ldots \quad (8)$$

$$i_a = -\frac{E}{2w}\left\{e^{-\frac{w}{P+Q}t} - e^{-\frac{w}{P-Q}t}\right\} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (9)$$

Aehnliche Gleichungen sind auch schon von Koosen [1]) entwickelt worden. Mit wachsendem Potential P nimmt also für gleiche Zeiten t die Intensität i_a des inducirten Stromes ab. Dieselbe erreicht zu einer Zeit t_m ein Maximum, für welche $\frac{d i_a}{dt} = 0$ ist. Dann ist

$$t_m = \frac{P^2 - Q^2}{2wQ} \log \frac{P+Q}{P-Q}.$$

Diese Zeit t_m nimmt ab mit wachsenden Werthen von Q. Ist Q gleich Null, so ist sie $\frac{P}{w}$; ist Q nahezu gleich P, so ist sie annähernd gleich Null; so dass also der Gang der Intensität des inducirten Stromes mit wachsendem Q durch die Curven 1 und 2, Fig. 299, dargestellt wird.

Wäre auch Q nur wenig kleiner als $P = \Pi$, so könnte man das letzte Glied in den Gleichungen (8) und (9) nahezu gegen die ersten vernachlässigen. Dann wäre Anfangs $I_a = 0$ und $i_a = 0$; sehr kurze Zeit nachher aber schon $I_a = \frac{E}{2w}$ und $i_a = -\frac{E}{2w}$. Bei wachsenden Zeiten würde die Intensität des primären Stromes in gleicher Weise ansteigen, wie sich die Intensität des inducirten Stromes allmälig vermindert. Da die Intensität des Oeffnungsinductionsstromes unter obiger Annahme gleich am Anfange für $t = 0$ nahezu gleich $i_e = \frac{E}{w}$ ist, also die doppelte von der des Schliessungsinductionsstromes, seine Gesammtintensität aber gleich der des letzteren ist,

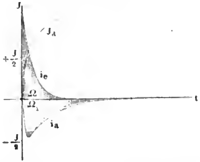
Fig. 299.



[1]) Koosen, Pogg. Ann. Bd. XCI, S. 446. 1854.

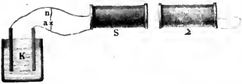
so fällt also auch hier die Intensität des Oeffnungsstromes viel schneller ab, als die des Schliessungsstromes. Der Verlauf dieser Ströme ist in der Fig. 300 dargestellt. Die Flächenräume Ω und Ω_1 sind offenbar gleich. — Ist $P = Q$, so ist das letzte Glied der Gleichungen (8) und (9) für $t = 0$ unbestimmt; dieser Fall ist nicht möglich.

Fig. 300.



665 3. Induction durch Oeffnen einer Nebenleitung zur primären Rolle (Fig. 301). Die Widerstände der primären Rolle, der

Fig. 301.



Nebenleitung und des die Kette enthaltenden Zweiges des primären Schliessungskreises seien w_s, w_n und w_k. Setzen wir dann

$$w_n w_k + w_k w_s + w_s w_n = N \text{ und } \frac{w_k w_s}{(w_k + w_s) N} = \Xi,$$

so erhalten wir zunächst dieselben Differentialgleichungen wie in dem ad 2 betrachteten Falle, nur tritt in ihnen, sowie in φ_a und ϱ_a an Stelle des Werthes w der Werth $w_k + w_s$. Nach Bestimmung der Integrationsconstanten [1]) folgt:

$$I_a = \frac{E}{2(w_k + w_s)\varrho_a} \left\{ 2\varrho_a + \frac{w_k w_s}{N} \left(\varphi''_a e^{-\Theta'_a t} - \varphi'_a e^{-\Theta''_a t} \right) \right\}$$

$$i_a = -\frac{E\Xi}{2\varrho_a} \left\{ e^{-\Theta''_a t} - e^{-\Theta'_a t} \right\}.$$

4. Induction durch Schliessen einer Nebenleitung zur primären Rolle. Wiederum ändern sich nur die Constanten in den Differentialgleichungen. Dieselben werden

---

[1]) Dieselben ergeben sich aus den Formeln $I_a = \frac{E w_n}{N}$ für $t = 0$, und $\int_0^\infty i_a dt = -\frac{E Q \Xi}{w_\sigma}$; so werden beide $C_, = C_{,,} = E\Xi$.

$$i_e w_\sigma = - Q \frac{dI_e}{dt} - \Pi \frac{di_e}{dt}$$

$$I_e N = E w_n - (w_k + w_n) P \frac{dI_e}{dt} - (w_k + w_n) Q \frac{di_e}{dt}.$$

Woraus folgt:

$$I_e = \frac{E}{2 N \varrho_e} \left\{ 2 w_n \varrho_e + \frac{w_k w_s}{w_k + w_s} \left(\varphi'_e e^{-\Theta'_e t} - \varphi''_e e^{-\Theta''_e t} \right) \right\}$$

$$i_e = \frac{E \Xi}{2 \varrho_e} \left\{ e^{-\Theta'_e t} - e^{-\Theta''_e t} \right\},$$

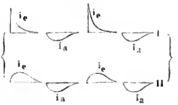
wo φ'_e und φ''_e die Wurzeln der Gleichung

$$\varphi_e = - \frac{w_\sigma (w_k + w_n) P - N \Pi}{2 N Q} \pm \sqrt{\frac{w_\sigma (w_k + w_n)}{N} + \left(\frac{w_\sigma (w_k + w_n) P - N \Pi}{2 N Q} \right)^2},$$

ϱ_e die Grösse unter dem Wurzelzeichen im Ausdruck von φ_e ist, und Θ'_e und Θ''_e gleich $\frac{N \Pi + w_\sigma (w_k + w_n) P \mp 2 N Q \varrho_e}{2 (w_k + w_n)(P \Pi - Q^2)}$ sind [1]).

Die Formeln für die Intensitäten i_e und i_a der beim Schliessen und Oeffnen in der Nebenrolle inducirten Ströme sind, abgesehen von den Constanten und dem Vorzeichen, ganz gleich; beide Ströme haben also einen ganz ähnlichen Verlauf. Sie unterscheiden sich dadurch von den Strömen, welche in der Nebenrolle beim Schliessen und Oeffnen einer unverzweigten Hauptschliessung inducirt werden. Während also z. B. die Curven Fig. 302 I die bei wiederholtem Oeffnen und Schliessen im letzteren Falle inducirten Ströme darstellen, verlaufen dieselben bei Anwesenheit der Nebenleitung wie in Fig. 302 II. Dieser Unterschied rührt daher, dass sich in einer unverzweigten Hauptschliessung nicht beim Oeffnen, sondern allein beim Schliessen die Extraströme, sowie die rückwärts durch die Inductionsströme der Nebenrolle in ihr inducirten Ströme entwickeln können, während dies in einer verzweigten Hauptschliessung sowohl beim Schliessen als auch beim Oeffnen der Nebenleitung eintreten kann. Dabei wird im letzteren Falle der Inductionsstrom i_a beim Oeffnen der Nebenleitung steiler ansteigen, als der beim Schliessen derselben inducirte Strom i_e.

Fig. 302.



Wollte man den Verlauf der Intensitäten i_a und i_e der Schliessungs- und Oeffnungsinductionsströme bei Anwesenheit der Nebenschliessung

[1]) Die Integrationsconstanten sind $C_, = C_{,,} = - E \Xi$. Sie folgen aus den Formeln $I_e = \frac{E}{w_k + w_s}$ für $t = 0$ und $\int_0^\infty i_e dt = \frac{E Q \Xi}{w_\sigma}$.

ganz gleich herstellen, so müssten die Werthe $\varrho, \Theta', \Theta''$, durch welche sich i_a und i_e unterscheiden, einander gleich werden, d. h. es muss

$$\frac{w_k + w_n}{N} = \frac{1}{w_k + w_s} \text{ oder } w_s + w_k = w_s + w_k \cdot \frac{w_n}{w_k + w_n}$$

sein. Um letztere Gleichheit möglichst herzustellen, muss entweder $w_k = 0$ sein, wo dann bei Veränderung der Nebenschliessung kein Inductionsstrom entstände und $\Xi = 0$ wäre, oder es müssten w_k und w_n gegen w_s gleichzeitig verschwindend klein werden, oder endlich w_n gegen w_k, w_k gegen w_s sehr klein sein. Im ersteren Falle wird der Factor Ξ, welchen die Ausdrücke i_a und i_e enthalten, $\Xi = \frac{w_k}{w_s\,(w_k + w_n)}$, im zweiten $\Xi = \frac{1}{w_s}$. Da also im letzteren Falle die Intensität der Inductionsströme bedeutender wird, wird man die demselben zu Grunde liegende Anordnung bei der experimentellen Ausführung des Verfahrens am zweckmässigsten benutzen (vergl. §. 679).

Die Gleichheit der inducirenden und Inductionsrolle, d. h. die Gleichheit von $\Pi = P$ würde nur dann in diesem Falle eine Vereinfachung der Betrachtung ermöglichen, wenn zugleich $w_\sigma\,(w_k + w_n) = N$ und $w_\sigma = w_k + w_s$ wäre; eine Bedingung, die unmittelbar auf die eben betrachtete Gleichheit des Verlaufes der Oeffnungs- und Schliessungsinductionsströme führt.

Die Intensitäten I_a und I_e der primären Ströme sind nach dauernder Oeffnung oder Schliessung der Nebenleitung resp. $I_a^\infty = \frac{E}{w_k + w_\sigma}$ und $I_e^\infty = \frac{E w_n}{N}$. Diese Intensitäten sind während der Dauer der Extraströme und der rückwärts in der primären Leitung inducirten Ströme vermehrt und vermindert um die Werthe:

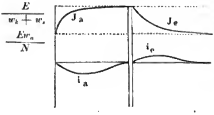
$$\int_0^\infty \left(I_a - \frac{E}{w_k + w_s}\right) dt = -EP\Xi\,\frac{1}{w_s + w_k}$$

und

$$\int_0^\infty \left(I_e - \frac{E w_n}{N}\right) dt = +EP\Xi\,\frac{1}{w_s + \cfrac{w_k}{1 + \cfrac{w_k}{w_n}}}$$

Von diesen Werthen ist absolut genommen der erstere der kleinere, so dass also der Strom bei der Schliessung schneller zu seinem Maximum ansteigt, als derselbe beim Oeffnen sinkt (wie in Fig. 303). Die Intensität des Extrastromes ist aber in beiden Fällen unmittelbar nach dem Oeffnen oder Schliessen der Nebenleitung dieselbe, nämlich:

Fig. 303.



$$E\Xi = \frac{E}{w_k + w_s} - \frac{E w_n}{N}.$$

Nur in dem Falle, in welchem der Oeffnungs- und Schliessungsinductionsstrom in der secundären Spirale gleichen Verlauf haben, wird dies auch von dem Ansteigen und Sinken des primären Stromes in der inducirenden Spirale gelten. Dies kann nur eintreten, wenn beim Schliessen und Oeffnen der Nebenleitung der Widerstand in den Schliessungskreisen der primären Rolle der gleiche wäre, d. h. wiederum nur, wenn entweder $w_k = 0$ ist oder w_k gegen w_n, w_n gegen w_s und w_k verschwindet.

Eine andere Veränderung in der Zeit der Entwickelung von Inductionsströmen tritt ein, wenn gleichzeitig in zwei nebeneinander liegenden Leitern Inductionsströme durch das Oeffnen oder Schliessen eines primären Stromes inducirt werden; so z. B., wenn man zwischen die inducirende Spirale A und die Inductionsspirale B eine in sich geschlossene dritte Spirale oder eine Metallplatte C stellt. — Befindet sich zwischen der Inductionsspirale B und der inducirenden Spirale A kein Leiter, so verläuft der in B inducirte Strom in einer gewissen Zeit nach dem Oeffnen von A. Wird aber zwischen die Spiralen ein guter Leiter C gestellt, so wird auch in diesem ein Strom inducirt, welcher im Wesentlichen denselben Verlauf hat, wie der Strom in B. Wenn also letzterer anwächst, so steigt auch der Strom in C an. 666

Durch die Aenderungen dieses letzteren Stromes werden wiederum Anfangs in B Inductionsströme höherer Ordnung hervorgerufen, welche den direct in B inducirten entgegengesetzt sind, und um so stärker sind, je schneller sich die Intensität der in C inducirten Ströme ändert. Auf diese Weise nimmt die Intensität der Inductionsströme in B langsamer zu. Erst später verschwinden dann auch die Inductionsströme in C; in B werden jetzt tertiäre Ströme inducirt, welche denen in C gleichgerichtet sind, so dass die ganze Induction in B verzögert ist, die Intensität des in demselben inducirten Stromes in den einzelnen Momenten seines Verlaufes kleiner ist, als ohne Zwischenschaltung des Leiters C. Die Gesammtintensität des Stromes in B bleibt indess auch hier ungeändert, da der in C inducirte Strom entsteht und vergeht, und die durch das Anwachsen desselben inducirte elektromotorische Kraft gleich und entgegengesetzt ist der durch das Verschwinden desselben erzeugten elektromotorischen Kraft.

Die in B und C stattfindenden Aenderungen des Verlaufes der Inductionsströme wirken selbstverständlich auf den Verlauf des Anwachsens und Verschwindens des inducirenden Stromes der primären Spirale zurück. — Eine Berechnung aller hierbei stattfindenden Vorgänge würde in ähnlicher Weise, wie für die §§. 664, 665 betrachteten Fälle, vorzunehmen sein, sich indess noch verwickelter gestalten.

Wie in einer geschlossenen Spirale der durch eine primäre Spirale inducirte Strom eine gewisse Zeit zu seinem Verlaufe nöthig hat, glaubte man auch eine gewisse Dauer von Inductionsströmen in geöffneten Inductionskreisen nachweisen zu können. 667

So umgab Marianini[1]) eine inducirende Spirale mit einer Inductionsspirale, und verband durch eine Wippe erst die erstere mit einer Säule und sodann unmittelbar darauf die letztere mit einem Galvanometer. Der Ausschlag der Nadel desselben zeigte die Bildung eines Inductionsstromes an, der den ersten Moment der Schliessung des inducirenden Stromes überdsuerte.

Es konnte dies indess auch davon herrühren, dass der primäre Strom in Folge der in seiner Schliessung sich bildenden Extraströme selbst eine gewisse Zeit zum Ansteigen bis zum Maximum seiner Intensität brauchte, und die Schliessung des inducirten Kreises noch innerhalb dieser Zeit erfolgte; oder auch daher, dass Marianini zu seinen Versuchen inconstante Säulen anwendete, deren Strom schnell seine Intensität änderte. Wenigstens konnte du Bois-Reymond[2]) bei Anwendung einer constanten Säule hierbei keine Ablenkung der Galvanometernadel erhalten.

In gleicher Weise hatte Marianini zuerst im Jahre 1841 zu Florenz gezeigt, dass, wenn man nach dem Oeffnen des primären Kreises die Inductionsspirale durch die Wippe mit dem Galvanometer verbindet, die Nadel desselben einen Ausschlag zeigt. Dies geschieht selbst, wenn kein Eisenkern in der Spirale liegt. — Denselben Versuch hatte du Bois-Reymond mit gleichem Erfolge wiederholt.

In ähnlicher Weise hatte auch schon Fechner[3]) beobachtet, dass beim Oeffnen des Schliessungskreises eines durch ein Galvanometer geleiteten Stromes die Nadel desselben nicht gleich wieder dieselbe Schwingungsdauer wie vor dem Einfluss des Stromes besass. Es schien ihm dies nicht allein durch eine Veränderung des Magnetismus der Nadel bedingt zu sein. Auch Boisgiraud und Arago[4]) haben öfter, als sie den kupfernen Schliessungsdrath von der Säule lostrennten, an demselben magnetische Wirkungen beobachtet. Er sollte sogar dann noch Eisenfeile anziehen können.

Es scheint also eine gewisse Zeit zu dauern, bis der Oeffnungsinductionsstrom in der Inductionsspirale völlig verschwindet, oder auch bis der denselben erzeugende inducirende Strom nach dem Oeffnen der primären Leitung völlig auf Null herabsinkt.

Diesen Resultaten widerspricht indess ein Versuch von Helmholtz[5]). Er leitete einen Strom durch eine Spirale von 64^m Drathlänge, trennte sie sodann durch die Wippe (Fig. 294) von der Säule los und verband sie mit dem Körper oder einem Multiplicator. Es wurde vermittelst Verstellen der Schrauben *mm* der Wippe bewirkt, dass die Loslösung von der Säule und die neue Schliessung so schnell erfolgten, dass sich gerade eine physiologische oder galvanometrische Wirkung des Oeffnungsstromes einstellte. Wurde nun vermittelst der §. 661 beschriebenen Methode der Ausschlag bestimmt, der die Zeit zwischen dem Oeffnen und

---

[1]) Marianini, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XI, p. 395 1844*. — [2]) du Bois-Reymond, Untersuchungen, Thl. I, S. 426. 1848.* — [3]) Fechner, Lehrb. S. 153. 276. 1829.* — [4]) Arago u. Boisgiraud, Ann. de Chim. et de Phys. T. XV, p. 101 1820.* — [5]) Helmholtz, Pogg. Ann. Bd. LXXXIII, S. 533. 1851.*

Schliessen der Spirale misst, so ergab sich derselbe zwischen 1,73 und 1,83, also nur so gross, als wenn Oeffnung und Schliessung gleichzeitig erfolgten. Es überdauert hiernach der Oeffnungsstrom die Zeit des Oeffnens des inducirenden Stromes nicht. Die positiven Resultate der übrigen Beobachter könnten vielleicht durch eine nicht ganz vollständige Isolation der inducirenden und Inductionsspirale von einander hervorgerufen sein. (Vergl. auch die Versuche von Beetz, §. 697.)

Legt man Eisenmassen in die inducirende Spirale, so kann eine ziemliche Zeit zwischen dem Oeffnen des inducirenden und Schliessen des inducirten Stromkreises vergehen, und dennoch bemerkt man in letzterem einen Inductionsstrom in der Richtung des Oeffnungsstromes.

Beim Schliessen des inducirten Kreises nach dem Schliessen des inducirenden beobachtet man, wenn in die Spiralen Eisenkerne eingelegt sind, nach den übereinstimmenden Versuchen von du Bois-Reymond (l. c.) und Matteucci[1]), einen Inductionsstrom, dessen Richtung der des Schliessungsstromes entspricht. Dieser Strom ist dadurch hervorgerufen, dass der Magnetismus der Eisenkerne sich nur langsam entwickelt. Bei massiven Eisenkernen ist die Intensität dieses Stromes bedeutender als bei einem Bündel dünner Eisendräthe (siehe weiter unten).

Es ist uns eine Möglichkeit gegeben, die Zeitdauer der inducirten 668 Ströme zu messen, indem wir einerseits ihre galvanometrischen oder chemischen, andererseits ihre thermischen oder elektrodynamischen Wirkungen mit einander vergleichen.

Galvanometrische Wirkungen der Inductionsströme. Lenkt ein galvanischer Strom von kurzer Dauer, also z. B. ein inducirter Strom, eine Magnetnadel ab, indem er die Windungen eines Multiplicators durchfliesst, so ist die aus der Ablenkung der Nadel berechnete ablenkende Kraft proportional dem Producte aus der Intensität des Stromes mit der Zeit, während welcher er auf die Nadel wirkt (vergl. §. 185). Da nun die Intensität des Stromes proportional ist der durch jeden Querschnitt der Leitung in der Zeiteinheit hindurchgehenden Elektricitätsmenge, so misst also die Ablenkung der Galvanometernadel die gesammte Elektricitätsmenge, welche bei derselben vorbeiströmt.

Wird daher ein Inductionsstrom in einer Drathspirale B erregt, indem man den Schliessungskreis einer neben derselben befindlichen und vom Strome durchflossenen Drathspirale A einmal langsam und sodann schnell öffnet, so wird dennoch die Nadel eines in den Schliessungskreis der Spirale B eingeschalteten Galvanometers einen gleichen Ausschlag zeigen, vorausgesetzt, dass die Zeit des Oeffnens in beiden Fällen so klein ist, dass wir die Ablenkung der Nadel aus ihrer Ruhelage während jener Zeit selbst als verschwindend klein annehmen können, dieselbe also von

[1]) Matteucci, Compt. rend. T. XXIV, p. 301. 1847.

dem ganzen, während des Processes des Oeffnens inducirten Strome nahezu in der Ruhelage getroffen wird. Wenngleich in beiden Fällen die Intensität der Inductionsströme in gleichen Zeiten nach dem Oeffnen sehr verschieden ist, so ist doch die Summe aller während der ganzen Zeit des Oeffnens inducirten Ströme gleich und so auch die galvanometrische Wirkung derselben.

Ebenso zeigt sich durch das Galvanometer die Gesammtintensität des beim Oeffnen und des beim Schliessen eines Stromes in einer benachbarten Spirale erregten Inductionsstromes als gleich, wenn schon der letztere weit langsamer verläuft als der erstere.

Auch wenn man zwischen die inducirende und Indnctionsspirale Metallhüllen oder Metallplatten oder in sich geschlossene Spiralen einschiebt, in denen beim Oeffnen des inducirenden Kreises Inductionsströme entstehen, welche wiederum inducirend auf die Inductionsspirale wirken und dadurch die Entwickelung der Oeffnungsströme in ihr verzögern, zeigt sich keine Aenderung der galvanometrischen Wirkung [1]) (siehe weiter unten bei der Betrachtung der physiologischen Wirkungen).

669 Dies zeigen auch unter anderen einige Versuche von Faraday [2]).

Es wurde zwischen zwei flache Bandspiralen A und B, deren Enden mit den beiden Windungsreihen eines Differentialgalvanometers in entgegengesetztem Sinne verbunden waren, eine dritte Bandspirale C gestellt, und dieselbe so lange verschoben, bis die Inductionsströme, welche beim Schliessen oder Oeffnen des durch sie hindurch geleiteten Stromes in den Spiralen A und B erzeugt wurden, gerade einander gleich waren, die Nadel des Galvanometers also in Ruhe blieb. Wurde nun zwischen die eine der beiden Spiralen A nnd B und Spirale C eine Platte von Schwefel oder auch eine Kupferplatte geschoben, so änderte sich die galvanometrische Gleichheit der in denselben inducirten Ströme nicht.

Ebenso waren die am Galvanometer gemessenen Intensitäten der Ströme, welche in einer flachen Spirale beim Annähern und Entfernen eines Magnetes inducirt wurden, völlig gleich, mochte nun zwischen die Spirale und den Magnet eine Schwefel- oder Metallplatte gestellt werden oder nicht.

Faraday brachte ferner zwei cylindrische Drathspiralen mit Eisenkernen oder zwei flache Drathspiralen so nebeneinander, dass ihre Axen in eine gerade Linie fielen und zwischen ihren benachbarten Enden ein Zwischenranm von $^7/_4$ Zoll blieb. In diesen Zwischenraum wurde ein Magnetpol gebracht, und die Enden der in entgegengesetzter Richtung mit einander verbundenen Spiralen mit dem Galvanometer verbunden. Wurde der Magnetpol festgestellt, und zwischen ihn und die eine oder andere der Spiralen eine Platte von Schellack, Schwefel, Kupfer von 0,7

[1]) Abria, Ann. de Chim. et de Phys. T. VII, p. 464. 1843.* — [2]) Faraday, Exp. Res. Ser. XIV. §§. 1709 bis 1725.*

bis 0,9 Zoll Dicke eingeschoben, so ergab sich nicht die geringste Wirkung, auch nicht, als man die Schellack- oder Kupferplatte rotiren liess. Es heben sich also auch hier die Inductionsströme, welche secundär durch die in der Kupferplatte u. s. f. inducirten Ströme in der benachbarten Drathspirale inducirt worden waren, zusammen völlig auf. — Wurde statt der Kupferplatte eine Eisenplatte zwischen den Magnet und die eine Spirale geschoben, so entstand selbstverständlich ein Inductionsstrom, da dies Verfahren dem Annähern des Magnetes an die Spirale gleich kam.

Die chemischen Wirkungen der inducirten Ströme verhalten 670
sich wie die galvanometrischen; die Quantität der durch dieselben abgeschiedenen Ionen ist der gesammten, durch den Elektrolyt hindurchgehenden Elektricitätsmenge direct proportional, also im Ganzen von der Zeitdauer der Inductionsströme unabhängig. — Da indess bei einer abwechselnden Reihe von Schliessungs- und Oeffnungsströmen die in derselben Zeit durch erstere an den Elektroden abgeschiedenen Mengen der Ionen wegen ihres langsameren Verlaufes kleiner sind als durch letztere, so kann es kommen, dass ein grösserer Theil der durch die Schliessungsströme abgeschiedenen Ionen sich von den Elektroden entfernt, bevor sie sich mit den durch die Oeffnungsströme abgeschiedenen Ionen vereinen, wodurch eine Polarisation der Elektroden im Sinne der letzteren eintreten kann.

Bezeichnen wir also die Intensität der Inductionsströme in jedem Zeitelemente mit $i\,dt$, die Zeit ihres Verlaufes mit t, so ist die Wirkung auf die Magnetnadel des Galvanometers oder, abgesehen von den erwähnten Nebenumständen, die Menge der in der Zeiteinheit abgeschiedenen Ionen stets gegeben durch die Summe $M = c\int_0^t i\,dt$, wo c eine Constante ist. Ist diese Summe dieselbe, so bleibt M ungeändert.

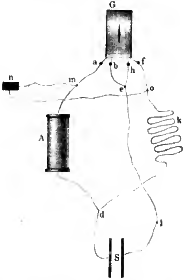
Ganz anders verhält es sich mit den elektrodynamischen Wir- 671
kungen der Inductionsströme.

Leitet man die Inductionsströme gleichzeitig durch die feste Rolle S und die Bifilarrolle S_1 eines Elektrodynamometers, so ist ihre elektrodynamische Wirkung proportional dem Werthe $\int_0^t i^2\,dt$, wenn i die Intensität des inducirten Stromes in jedem Moment seines Verlaufes, t seine Zeitdauer ist. Vorausgesetzt, dass in allen Fällen die Gesammtintensität des Inductionsstromes $\int_0^t i\,dt$ dieselbe bleibt, so ist der Werth $\int_0^t i^2\,dt$ um so grösser, je kleiner die Zeit t ist, je grösser also in jedem Moment die Intensität i des Inductionsstromes ist.

Leitet man also Inductionsströme gleichzeitig durch ein Galvanometer und ein Dynamometer, so kann man aus den Angaben beider Instrumente ihre Zeitdauer und ihre mittlere Intensität während der Zeiteinheit bestimmen (vergl. §. 219).

Für die **Messung der Zeitdauer der Extraströme** bietet diese Methode insofern Schwierigkeiten dar, als der constante Strom, welcher die Dynamometerrollen durchfliesst, neben den in seinem Schliessnngskreise auftretenden Extraströmen eine Ablenkung der Bifilarrolle hervorruft. Es bedarf deshalb besonderer Drathverbindungen, um diesen Uebelstand zu vermeiden. — Eine solche Verbindung ist von **Rijke**[1]) angegeben worden. Es wurde zu derselben der von **Edlund** (vgl. §. 589) construirte, Fig. 304 gezeichnete Apparat benutzt, bei welchem nur noch die Punkte *m* und *o* der Leitung mit dem Dynamometer *n* verbunden wurden. Es entspricht dann der Apparat ganz der **Wheatstone**'schen Drathcombination (Bd. I, §. 71 n. 90), in dessen Brücke das Dynamometer eingeschaltet ist. Richtet man das Verhältniss der Widerstände der verschiedenen Zweige, $d\,A\,m = r_1$, $m\,a\,b\,e = r_2$, $d\,k\,o = r_3$, $o\,f\,h\,e = r_4$ so ein, dass sich $r_1 : r_2 = r_3 : r_4$ verhalten, so ergiebt sich unmittelbar, dass durch den, das Dynamometer enthaltenden Zweig *mno* der Strom der Säule *S* nicht fliesst. Oeffnet oder schliesst man also den Zweig *d S e* z. B. bei *l*, so ist die Ablenkung der Dynamometerrolle stets nur durch den in der Spirale *A* erzeugten Extrastrom bedingt. Ist der Widerstand des Zweiges $mno = r_0$, so erhält man mit Hülfe der **Kirchhoff**'schen Formeln die Intensität des Stromes im Zweige r_0 gleich

Fig. 304.



$$i_0 = \frac{E_1 r_2}{r_0 (r_1 + r_2) + r_2 (r_1 + r_3)}$$

wo E_1 die elektromotorische Kraft des Extrastromes in der Spirale *A* ist. Durch einen eigenen Commutator wurde vermittelt, dass stets nach dem Loslösen der Säule von der Verbindung mit *d* und *e* ihr ein gleich grosser Widerstand in einem besonderen Schliessungskreise geboten wurde, um so die Einflüsse des Schwankens ihrer elektromotorischen Kraft zu beseitigen. Die regelmässige Schliessung und Oeffnung des inducirenden

[1]) **Rijke**, Pogg. Ann. Bd. CII, S. 497. 1857.

Stromes bei l wurde durch einen Elektromagnet vermittelt, der durch einen besonderen, durch den Commutator in Thätigkeit gesetzten Strom erregt wurde. Der Elektromagnet zog einen Hebel an, und trennte dadurch zwei an und nnter demselben befestigte, den Strom der primären Säule leitende Platinstifte, welche bei Unterbrechung des den Elektromagnet erregenden Stromes wieder gegeneinander fielen und die Verbindnng der Säule S mit den Punkten e nnd d wieder herstellten.

Trotzdem aus den §. 589 mitgetheilten Versuchen folgt, dass der Oeffnungs- und Schliessungsextrastrom die Nadel des Galvanometers gleich stark ablenken, also gleiche Gesammtintensität besitzen, war doch die Ablenkung der Bifilarrolle des Dynamometers durch beide sehr verschieden. Sie betrug z. B.

beim Oeffnungsextrastrom . . . . 1,24 Scalentheile,
„ Schliessungsextrastrom . . . . 7,14 „

das analoge Resultat ergab sich beim Einschieben von Eisenkernen in die Inductionsspirale. Hier betrugen die Ablenkungen der Bifilarrolle

durch den Oeffnungsextrastrom . . . 17,85 Scalentheile,
„ „ Schliessungsextrastrom . . 66,01 „

Es würde also entgegen den übrigen Erfahrungen die Zeitdauer des Schliessungsextrastromes scheinbar kleiner sein, als die des Oeffnungsextrastromes. Indess liegt dies hier nur daran, dass die den Extraströmen bei geschlossener und geöffneter Kette gebotenen Widerstände nicht gleich sind. Bezeichnet man nämlich die elektromotorische Kraft der Säule S mit E, den Widerstand des Zweiges $d\,Se$ mit r, und wirkt gleichzeitig mit E in der Spirale A eine zweite elektromotorische Kraft E_1, während die Säule S mit d und e verbunden ist, so ergiebt sich die Intensität I_1 des Stromes in dem Zweige $d\,A\,m$

$$I_1 = \frac{E r_3}{r(r_1+r_3)+r_3(r_1+r_2)} + E_1 \frac{[r_0(r_1+r_2)+r_2(r_1+r_3)](r+r_3)-r_2(r_0 r-r_2 r_3)}{[r_0(r_1+r_2)+r_2(r_1+r_3)][r(r_1+r_3)+r_3(r_1+r_2)]} = \frac{E}{W_0}+\frac{E_1}{W_1}.$$

Ist die Verbindnng mit der Säule in d und e aufgehoben, also $E = o$ nnd $r = \infty$, und wirkt dann in A die elektromotorische Kraft e_1, so ist die Intensität i_1 des Stromes in $d\,A\,m$

$$i_1 = e_1 \frac{r_0 r_1 + r_1 r_2 + r_2 r_3}{[r_0(r_1+r_2)+r_2(r_1+r_3)](r_1+r_3)} = \frac{e_1}{w_1}.$$

Bezeichnen nun die Werthe I_1 und i_1 die Intensitäten der nach der Verbindung und Loslösung der Säule S von d und e durch die Spirale A fliessenden Ströme, ist P das Potential der Spirale auf sich selbst, die Inductionsconstante $\varepsilon = 1$, so sind die in jedem Moment in A inducirten elektromotorischen Kräfte $\varepsilon_1 = -P\frac{dI_1}{dt}$ und $e_1 = -P\frac{di_1}{dt}$.

Bei Einführung dieser Werthe in obige Gleichungen erhalten wir:

$$I_1 = \frac{E}{W_0} - \frac{P}{W_1}\frac{dI_1}{dt} \text{ und } i_1 = -\frac{P}{w_1}\frac{di_1}{dt},$$

daher

$$I_1 = \frac{E}{W_0}\left(1 - e^{-\frac{W_1}{P}t}\right) \text{ und } i_1 = \frac{E}{W_0}e^{-\frac{w_1}{P}t}.$$

Die in jedem Moment in A inducirten elektromotorischen Kräfte sind demnach:

$$E_1 = -P\frac{dI_1}{dt} = -\frac{EW_1}{W_0}e^{-\frac{W_1}{P}t} \text{ und } e_1 = -P\frac{di_1}{dt} = \frac{Ew_1}{W_0}e^{-\frac{w_1}{P}t};$$

die während der ganzen Zeit der Intensitätsänderung inducirten elektromotorischen Kräfte aber

$$E_s = -\frac{EP}{W_0} \text{ und } e_s = \frac{EP}{W_0}.$$

Obgleich also die gesammten elektromotorischen Kräfte des Schliessungs- und Oeffnungsextrastromes, wie zu erwarten, die gleichen sind, so sind doch die elektromotorischen Kräfte dieser Ströme in den einzelnen Momenten verschieden, da ihnen verschiedene Widerstände geboten werden, und es können daher auch die Angaben des Dynamometers in dem Zweige *mno* in beiden Fällen nicht gleich sein.

672 Wir haben oben erwähnt, dass eine neben die Inductionsspirale gestellte geschlossene Metallhülle, oder eine zweite in sich geschlossene Drathrolle die Gesammtintensität der inducirten Ströme, also auch der Extraströme nicht ändert. Dies hat Rijke (l. c.) gleichfalls mit dem erwähnten Apparate gezeigt, indem er die Spirale A mit einer zweiten Spirale umgab, und nach Lostrennung des Dynamometers n die Ausschläge des Galvanometers bestimmte, wenn sie geschlossen oder geöffnet war. In beiden Fällen ergab sich der Ausschlag gleich, sowohl bei Untersuchung der Schliessungs- als auch bei der der Oeffnungsströme. Dasselbe fand statt, als die Inductionsspirale noch einen Eisenkern enthielt.

Untersuchte man aber nach Einfügung des Dynamometers die Ausschläge desselben, so zeigte sich eine bedeutende Verminderung derselben nach Schliessen der die Inductionsrolle umgebenden secundären Rolle. So betrug, z. B. dieser Ausschlag in Scalentheilen bei zwei Versuchsreihen, bei denen der primäre Strom durch sechs Elemente erregt wurde, und die Inductionsspirale keinen Eisenkern enthielt (I), so wie bei Anwendung von vier Daniell'schen Elementen und einem Eisenkern (II).

	I		II	
	Oeffnungs-extrastrom.	Schliessungs-extrastrom.	Oeffnungs-extrastrom.	Schliessungs-extrastrom.
Secundäre Rolle, offen	1,31	6,91	17,59	78,6
„ „ geschlossen .	0,63	3,75	5,66	12,06.

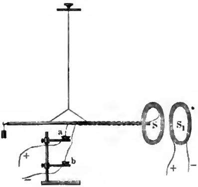
Die Ausschläge sind also bei geschlossener secundärer Spirale weit kleiner; die Zeitdauer der Extraströme ist weit grösser, ganz entsprechend den oben ausgeführten Betrachtungen.

Bei Anwendung eines Eisenkernes ist die Verzögerung des Schliessungsstromes viel bedeutender, als die des Oeffnungsstromes.

Leitet man die Inductionsströme nur durch die Bifilarrolle des Dynamometers, durch die feste Rolle einen constanten Strom von der Intensität I, und ist die variable Intensität des Inductionsstromes gleich i, seine Zeitdauer t, so ist die die Bifilarrolle ablenkende Kraft $\int_0^t I i d t = I \int_0^t i d t$. 673

In diesem Falle ist also die Ablenkung nur von der Gesammtintensität des Inductionsstromes, nicht von seiner Zeitdauer abhängig, vorausgesetzt immer, dass dieselbe gegen die Schwingungsdauer der Bifilarrolle klein ist. Dies zeigen auch die folgenden Versuche von Lallemand [1]).

Fig. 305.



Er brachte an dem einen Arme des Hebels einer Drehwage eine flache Spirale S, Fig. 305, an, deren Enden in zwei in der Drehungsaxe des Hebels befindliche Quecksilbernäpfe a und b eintauchten. Der Hebel der Drehwage hing an einem Messingdrath. Seitlich war neben der flachen Spirale eine zweite gleiche Spirale S_1 fest aufgestellt.

Wurde nun durch die Spirale S_1 ein constanter Strom geleitet, durch die Spirale S aber inducirte Ströme in der einen oder anderen Richtung, so entsprach die elektrodynamische Wirkung direct dem Torsionswinkel T, um den man den Kopf der Drehwage drehen musste, um die Spirale S an ihre frühere Stelle zu bringen. T war dann der Intensität I des die inducirten Ströme erzeugenden inducirenden Stromes proportional, wie z. B. die folgende Tabelle ergiebt:

I	T
0,30	220
0,44	337
0,75	575
0,82	640
0,98	795

Es wurde ferner die Spirale S in sich geschlossen, und durch die Spirale S_1 ein constanter Strom geleitet. Beim Schliessen dieses

[1]) Lallemand, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XXII, p. 19. 1848.*

Stromes wurde ein Strom in S inducirt, der eine Abstossung von S, beim Oeffnen ein Strom, der eine Anziehung von S zur Folge hatte.

Die Drehung des Armes ergab dabei, dass die durch den Schliessungsstrom erzeugte Abstossung grösser war, als die durch den Oeffnungsstrom bewirkte Anziehung. Entsprechend tritt bei schnell wiederholtem Oeffnen und Schliessen des Stromes in S_l vermittelst eines Commutators stets Abstossung von S ein. Es ist also hier die elektrodynamische Wirkung des Schliessungsstromes grösser, als die des Oeffnungsstromes. Der Grund hiervon ist der, dass der Oeffnungsstrom einige Zeit nach der Oeffnung des inducirenden Stromes fortdauert, so dass die elektrodynamische Wirkung des letzteren auf den ersteren nicht während der ganzen Zeit seines Verlaufes ausgeübt wird, während dagegen der Schliessungsstrom sich ganz innerhalb der Dauer des inducirenden Stromes bildet, und so während seines ganzen Verlaufes die elektrodynamische Abstossung durch denselben erleidet.

Werden indess durch die Spirale S abwechselnd die in einer besonderen Inductionsspirale erzeugten Oeffnungs- und Schliessungsströme geleitet, durch S_l aber ein continuirlicher Strom, so heben sich die elektrodynamischen Wirkungen gerade auf.

Ist nämlich die Intensität des constanten Stromes I, die der inducirten Ströme in jedem Moment $i\,dt$, so ist doch stets die beim Oeffnen und Schliessen zusammen erhaltene Summe $\int i\,dt = 0$, also auch die elektrodynamische Wirkung $\int I i\,dt = I\int i\,dt = 0$.

Auch wenn durch die Spirale S_1 inducirte Ströme von constanter Intensität geleitet wurden, welche in der in sich geschlossenen Spirale S tertiäre Ströme inducirten, ergaben sich analoge Resultate[1]).

674 Die **thermischen Wirkungen** der Inductionsströme entsprechen ihren elektrodynamischen Wirkungen, wenn sie gleichzeitig durch beide Rollen des Dynamometers geleitet werden. Leitet man die Inductionsströme z. B. durch den Drath eines Riess'schen Luftthermometers, so ist die in demselben entwickelte Wärmemenge der Summe der Quadrate der Intensitäten i jener Ströme in jedem Moment, also dem Werthe $\int_0^t i^2 dt$ proportional. Je schneller also bei gleicher Gesammtintensität $\int_0^t i\,dt$ der In-

[1]) Die von Lallemand (Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XXXII, p. 432. 1851.*) beim Hindurchleiten der Inductionsströme durch beide Rollen S und S_1 erhaltenen Resultate konnten wegen Nichtbeachtung der obenerwähnten Umstände, sowie wegen nicht vollständiger Anwendung des Ohm'schen Gesetzes keine allgemeineren Resultate geben.

ductionsstrom verläuft, je grösser in jedem einzelnen Moment seine Intensität ist, desto grösser muss jene Wärmemenge ausfallen. Es werden also alle Ursachen, welche die Dauer der Inductionsströme vergrössern, ihre thermischen Wirkungen vermindern.

Abria[1]) umwand z. B. die Löthstelle eines Wismuth-Antimon-Thermoelementes mit 4 bis 5 Windungen von $^{1}/_{4}$ mm dickem übersponnenem Kupferdrath, deren Enden er in den Schliessungskreis einer Inductionsspirale einfügte. Durch einen Disjunctor konnte er durch jene Windungen einzeln die Inductionsströme leiten, welche entweder bei wiederholtem Oeffnen oder beim Schliessen einer inducirenden Spirale erzeugt worden waren.

Wurde nun in die Nähe der Inductionsspirale eine geschlossene Spirale oder eine Metallplatte gebracht, so verminderte sich die Wärmewirkung der Inductionsströme, und zwar je nach der Länge der Spirale oder Platte verschieden. Wurde die geschlossene Spirale oder Platte zwischen die primäre und die inducirte Spirale geschoben, so war die Schwächung stärker, als wenn sich die inducirte Spirale zwischen der geschlossenen und primären Spirale befand, da im ersteren Falle die in der geschlossenen Spirale inducirten Ströme, welche verzögernd auf die Ströme in der Inductionsspirale zurückwirken, eine grössere Intensität besitzen.

Ganz ähnlich verhält es sich mit der Fähigkeit des Stromes, mechanische Hindernisse auf seinem Wege zu überwinden, so z. B. bei dem Durchgang der Elektricität durch die Luft an irgend einer Unterbrechungsstelle der Leitung, also bei der **Bildung der Funkenentladung**. 675

Damit diese stattfinden könne, müssen die an den beiden Seiten der Unterbrechungsstelle auftretenden Elektricitäten eine bedeutende Dichtigkeit haben, also in einer kleinen Zeit in grosser Menge auftreten. Also auch hier wird, wenn dieselbe Elektricitätsmenge in der Leitung sich schneller bewegt, ein Funken leichter sich bilden, als wenn diese Bewegung irgendwie verzögert wird.

Dieselben Ursachen, welche bei sonst gleichen inducirenden Kräften die thermischen Wirkungen der Inductionsströme verstärken, werden daher auch die Bildung heller und grosser Inductionsfunken befördern.

Oeffnet man daher den Schliessungskreis einer Spirale von langem dünnem Drath, deren Enden mit einer Säule verbunden sind, vermittelst eines an irgend einer Stelle der Schliessung angebrachten Quecksilbernapfes, und schiebt sodann über die Spirale eine zweite, in sich geschlossene Spirale, so werden die Oeffnungsfunken weniger gross und hell. — Dieselbe Wirkung haben geschlossene Metallhüllen, welche man in die Spirale hineinlegt.

Legt man ebenso über eine inducirende Spirale eine Inductionsspirale von langem Drath, deren Enddräthe in einer sehr kleinen Entfernung einander gegenüberstehen, so springt beim Schliessen des Stromkreises

[1]) Abria, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. VII, p. 469. 1843.*

der ersteren Spirale kein Funken zwischen den Dräthen über, wohl aber beim Oeffnen desselben, da wiederum in der Inductionsspirale der Oeffnungsinductionsstrom sich schneller entwickelt, als der Schliessungsstrom.

Wenn man ferner eine Spirale aus zwei parallelen übersponnenen Kupferdräthen windet, die Enden des einen Kupferdrathes mit den Polen der Säule verbindet, die des anderen Drathes unverbunden lässt, so dass er keinen geschlossenen Kreis bildet, so zeigt sich beim Oeffnen des primären Stromkreises ein lebhafter Oeffnungsfunken in Folge des in ihm entstehenden Extrastromes. Verbindet man aber die Enden des zweiten Drathes der Spirale, so wird der Oeffnungsfunken des primären Stromkreises viel schwächer, während nun ein inducirter Strom in gleicher Richtuug den zweiten Drath der Spirale durchströmt, wie vorher der Extrastrom den ersten Drath. Liegen die Enden des zweiten Drathes hierbei nur lose aneinander, so entsteht zwischen ihnen ein lebhafter Funken, so dass scheinbar jetzt die Inductionswirkung von dem primären Schliessungskreis auf den benachbarten übertragen ist. (Vergl. §. 663.)

Das nähere Studium der Eigenschaften der Inductionsfunken ist nur mit Hülfe der, grössere Elektricitätsmengen inducirenden Inductionsapparate möglich. Wir werden dieselben deshalb erst nach der Beschreibung dieser Apparate behandeln.

676 Einen ähnlichen Einfluss übt auch die Zeitdauer der Inductionsströme auf die durch sie bewirkte Magnetisirung von Stahlnadeln aus.

Da sich die Magnetisirung des Stahles in einer sehr kurzen Zeit herstellt, so kommt es bei dieser darauf an, die Intensität des inducirten Stromes in einem sehr kleinen Zeittheile sehr gross zu machen; nicht aber einen Strom von längerer Dauer zu erzeugen, dessen Gesammtintensität bedeutend ist. Deshalb werden alle Bedingungen, welche den Verlauf eines Inductionsstromes verzögern, seine magnetisirende Einwirkung auf Stahlnadeln vermindern. So zunächst also die Zwischenstellung von leitenden Metallmassen, von in sich geschlossenen Spiralen zwischen die inducirende und Inductionsspirale u. s. f. [1]).

Die Zwischenstellung einer nicht in sich geschlossenen Spirale hat selbstverständlich keinen Einfluss.

So hat schon Savary [2]) beobachtet, dass eine Stahlnadel beim Einschieben und Herausnehmen aus einer Drathspirale, durch die ein oft unterbrochener Strom geleitet wird, sich schwächer magnetisirt, wenn sie von einer Hülle von Kupfer umgeben ist. — Bei dem Durchleiten eines continuirlichen Stromes durch die Spirale hat die Hülle auf die Magnetisirung der Nadel selbstverständlich keinen Einfluss, da hier die Inductionsströme nicht auftreten. Bei sehr schwachen Strömen will Savary sogar hierbei eine anomale Magnetisirung bemerkt haben.

---

[1]) Abria, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. III, p. 54. 1841.* — [2]) Savary, Ann. de Chim. et de Phys. T. XXXIV, p. 49. 1827.* Pogg. Ann. Bd. X, S. 95.*

Reuben Philipps[1]) hat ebenfalls diesen Einfluss untersucht, indem er zu beiden Seiten einer flachen, mit der Säule verbundenen inducirenden Spirale zwei ganz gleiche Inductionsspiralen aufstellte, und die einen Enden derselben so verband, dass die beim Oeffnen der ersten Spirale inducirten Ströme in beiden Inductionsspiralen einander entgegenwirkten. Er verband die anderen Enden der letzteren mit dem „Indicator", d. h. einer kleinen Spirale, in welche Stahlnadeln eingelegt wurden. Die beiden Inductionsspiralen wurden so lange verschoben, bis sich die in ihnen inducirten Ströme gerade aufhoben, also die Stahlnadeln im Indicator beim Oeffnen oder beim Schliessen des primären Stromes keinen Magnetismus annahmen. Wurde nun zwischen die primäre Spirale und die eine Inductionsspirale eine Metallplatte gelegt, so überwog der Inductionsstrom der anderen Inductionsspirale, wie sich aus der Richtung der jetzt erfolgenden Magnetisirung der Stahlnadeln ergab.

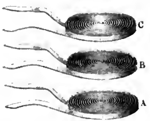
Mit wachsender Dicke und zunehmender specifischer Leitungsfähigkeit der zwischengestellten Metallplatten nimmt die Intensität der in ihnen inducirten, auf die benachbarte Inductionsspirale rückwirkenden Ströme, also auch die Verzögerung der Inductionsströme in letzterer zu, ihre magnetisirende Kraft ab. Radiale Einschnitte in den Metallplatten verhindern die Bildung der Inductionsströme in ihnen und vermindern ihren störenden Einfluss. Da im Allgemeinen der Oeffnungsstrom schneller verläuft als der Schliessungsstrom, so ist die Wirkung der Verzögerung bei ersterem bedeutender. Dies zeigt folgender Versuch. Legt man auf eine mit der Säule verbundene inducirende Bandspirale eine mit dem Indicator verbundene Inductionsspirale, und schliesst und öffnet einmal den Kreis der inducirenden Spirale, so überwiegt die Magnetisirung durch den Oeffnungsstrom. Dasselbe geschieht beim Zwischenlegen einer dünnen Zink- oder Kupferplatte zwischen die Spiralen. Werden aber zwischen dieselben mehrere Platten gelegt, so überwiegt nun die Magnetisirung durch den Schliessungsstrom, indem der letztere schneller verläuft als der Oeffnungsstrom.

Je nach der Lage der dritten in sich geschlossenen Spirale oder Me- 677
tallplatte, welche einem aus einer inducirenden und Inductionsspirale bestehenden System genähert wird, kann die Rückwirkung der in ihr inducirten Ströme auf die inducirten Ströme der Inductionsspirale verschieden sein. Legt man z. B. drei gleiche Spiralen ABC, Fig. 306 (a. f. S.), aufeinander, leitet durch A den primären Strom, und bestimmt die magnetisirende Wirkung des Inductionsstromes in C, während B geöffnet und dann geschlossen ist, so findet man im letzteren Falle eine starke Schwächung der Wirkung. Wird aber die Wirkung des Inductionsstromes in B bestimmt, während C geöffnet oder geschlossen ist, so ist hier die Schwächung im letzteren Falle viel kleiner als vorher, da bei der weiteren Entfer-

[1]) Reuben Philipps, Phil. Mag. Bd. XXXIII, S. 260. 1848.*

nung von C und A der in C inducirte Strom, welcher durch seine Rückwirkung die Ströme in B schwächt, eine geringere Intensität besitzt, als der Strom in B.

Fig. 306.



Wird die Inductionsspirale C in verschiedenem Abstand (3, 7, 15mm) von der primären Spirale A, die geschlossene Spirale B aber stets in gleichem Abstand von A aufgestellt, oder auch bei steigender Entfernung von C und B von der primären Spirale A der Abstand zwischen C und B constant erhalten, so findet, nach Abria[1]), die Schwächung des Inductionsstromes durch die Einschaltung der geschlossenen Spirale stets in gleichem Verhältniss statt; ein Satz, der doch nur innerhalb gewisser Grenzen richtig ist. Wird B als primäre Spirale verwendet, C als Inductions-, A als in sich geschlossene Spirale, so ist die Induction in C um so grösser, je weiter A von B entfernt wird[2]).

678 Ganz ähnlich verhalten sich auch die physiologischen Wirkungen der Ströme[3]), die durch dieselben bewirkten Zuckungen der

---

1) Abria, Ann. de chim. et de phys. [3] T. VII, p. 463. 1843.*

2) Abria (Ann. de Chim. et de Phys. T. III, p. 5. 1841*) hat die Magnetisirung der Stahlnadeln zur Bestimmung der Gesetze der inducirten Ströme zu verwenden gesucht. Er brachte in verschiedener Art über oder neben einer inducirenden Spirale eine Inductionsspirale an. Die Intensität des inducirenden Stromes in ersterer wurde durch eine Sinusboussole bestimmt. In den Schliessungskreis beider Spiralen waren zwei gleiche kleine Drathspiralen eingefügt. In diesen wurde nacheinander dieselbe Stahlnadel der Wirkung des inducirenden und des inducirten Stromes, sowohl beim Oeffnen als auch beim Schliessen des ersteren, ausgesetzt, und zwar dem schwächeren derselben zuerst, und dann jedesmal ihre Schwingungsdauer bestimmt. Auf diese Weise ergab sich das Verhältniss der Schwingungsdauer der Nadeln nach ihrer Magnetisirung durch den inducirten und durch den inducirenden Strom nahezu constant. Indem nun Abria nach früheren Versuchen (l. c. T. I, p. 385*) die Länge der Magnetnadeln und der sie magnetisirenden Spiralen, aus denen sie zum Theil herausragten, so gewählt hatte, dass der Magnetismus der Nadeln dem Quadrate der Intensität der sie magnetisirenden Ströme proportional war, ergab sich hieraus, dass die Intensität der inducirten Ströme der Intensität der inducirenden proportional sei. Bei Abänderung des Querschnittes der inducirenden Spirale (bei Anwendung mehrerer nebeneinander verbundener paralleler Spiraldräthe) fand sich entsprechend den §. 558 angeführten Resultaten die Induction vom Querschnitt unabhängig; bei Abänderung der Länge der inducirenden Spirale aber proportional der Anzahl der Windungen (bei Verbindung der Spiraldräthe hintereinander). Bei anderen Versuchen änderte Abria auch den inducirenden Kreis ab. — Abgesehen von der Unsicherheit des bei diesen letzteren Versuchen angenommenen Gesetzes der Abhängigkeit der Magnetisirung von der Stromintensität, ohne Berücksichtigung der Dauer der Inductionsströme, konnte Abria wegen Vernachlässigung des Ohm'schen Gesetzes bei Veränderung der nicht direct inducirten Theile des Inductionskreises, der Dicke und des Stoffes, der Zahl der Windungen des Drathes der Inductionsspirale durchaus keine allgemeineren Resultate erhalten. Auch das Gesetz, dass mit der Entfernung der Inductionsspirale von der inducirenden die Intensität des inducirten Stromes zuerst der Quadratwurzel ihrer Entfernung, dann derselben direct entspricht, kann nur innerhalb gewisser Grenzen richtig sein. — 3) Wir betrachten diese Wirkungen nur insoweit, als sie zur Ergründung der physikalischen Verhältnisse der Inductionsströme dienen.

Froschschenkel und die Erschütterungen, welche durch dieselben dem menschlichen Körper ertheilt werden. Diese Wirkungen entsprechen der Aenderung, welche die Dichtigkeit der Ströme in der Zeiteinheit erfährt [1]).

Wenn daher in einem Stromkreise ein Strom in einer sehr kurzen Zeit von Null auf das Maximum seiner Intensität ansteigt und von diesem Maximum wieder auf Null herabsinkt, so wird die physiologische Wirkung desselben viel bedeutender, als wenn der Strom in längerer Zeit dieselbe Intensität erreicht und wieder verschwindet.

Jede Ursache also, welche das Entstehen oder Vergehen eines Stromes in einem Schliessungskreise verzögert, schwächt seine Wirkung.

Dieser Satz gilt namentlich für die Inductionsströme, welche durch ihr schnelles Ansteigen und Verschwinden besonders geeignet sind, physiologische Wirkungen hervorzubringen. Es wiederholen sich daher hier für die Stärke der physiologischen Wirkungen dieselben Bedingungen, wie für die Stärke der magnetisirenden und wärmenden Wirkung der Inductionsströme.

Umgiebt man eine inducirende Spirale mit einer Inductionsspirale, und schliesst die letztere vermittelst zweier, an ihren Enden angebrachter Handhaben durch den menschlichen Körper, und unterbricht den inducirenden Strom, indem man eine Metallspitze, welche mit dem einen Ende der Leitung desselben verbunden ist, aus einem mit dem anderen Ende der Leitung verbundenen Quecksilbernapf heraushebt, so ist die Erschütterung, welche der dabei erzeugte Inductionsstrom im Körper hervorruft, um so schwächer, je langsamer man die Spitze aus dem Quecksilber heraushebt, da dann die Intensität des inducirenden Stromes schon vor der vollständigen Unterbrechung allmälig bedeutend vermindert worden ist.

Verbindet man die Inductionsspirale mit dem menschlichen Körper, und löst durch eine Wippe die primäre Spirale von der Säule und unterbricht unmittelbar nachher durch dieselbe Wippe die Verbindung der Inductionsspirale mit dem Körper, so ist die physiologische Wirkung dieselbe, wie bei längerer Verbindung. Es ist dies ein doppelter Beweis; einmal dafür, dass der Inductionsstrom schneller bis zum Maximum ansteigt, als der kurze Zwischenraum zwischen den beiden, durch die Wippe hergestellten Unterbrechungen dauert; sodann, dass die Wirkung des zweiten Theiles des Inductionsstromes, während dessen seine Intensität abnimmt, viel schwächer ist, als die des ersten Theiles, während dessen seine Intensität ansteigt (eine Folge des viel langsameren Verlaufes des zweiten Theiles [2]). (Vergl. §. 664.)

Wird die inducirende Spirale abwechselnd geöffnet und geschlossen, so hat der Oeffnungsinductionsstrom bei gleicher Gesammtintensität doch

---

[1]) du Bois-Reymond, Untersuchungen, Bd. I, S. 258. 1848.* — [2]) Helmholtz, Pogg. Ann. Bd. LXXXIII, S. 538. 1851.*

im Allgemeinen einen viel schnelleren Verlauf als der Schliessungsinductionsstrom; die durch ersteren hervorgerufenen Erschütterungen sind bedeutender als die durch den Schliessungsstrom.

Sehr gut lassen sich die abwechselnden Erschütterungen durch den Schliessungs- und Oeffnungsinductionsstrom vermittelst des Fig. 246, §. 545 abgebildeten Schlittenapparates hervorbringen.

679 In Folge der in der primären Spirale nach ihrer Schliessung durch den Inductionsstrom der secundären Spirale inducirten tertiären Ströme treten bei diesen Versuchen besondere Umstände ein, die namentlich Henry[1]) beobachtet hat.

Es wurde durch eine Bandspirale von 60 Fuss Länge der Strom eines einzelnen Daniell'schen Elementes geleitet, und derselbe abwechselnd mittelst eines Quecksilbernapfes geöffnet und geschlossen. Auf die Spirale wurde eine zweite Inductionsspirale von dünnem Kupferdrath von 1660 Yards (1518^m) Länge gelegt, deren Enden durch Handhaben mit dem Körper verbunden wurden. Der Oeffnungsschlag war hier stark, der Schliessungsschlag schwach. Mit wachsender Elementenzahl wuchs der Schliessungsschlag, der Oeffnungsschlag änderte sich wenig. Bei 30 Elementen soll der erstere Schlag der stärkere gewesen sein. Durch die Zahl der Elemente wird der Widerstand des primären Kreises zugleich mit der elektromotorischen Kraft in demselben vermehrt. Würde die Intensität des Stromes in ihm, nachdem sie constant geworden, dabei ungeändert bleiben, so würde der beim Schliessen des Kreises in der eingeschalteten Spirale inducirte Extrastrom doch mit zunehmendem Widerstande eine schwächere Intensität besitzen. Der primäre Strom würde schneller zum Maximum seiner Intensität anwachsen und ebenso auch der Schliessungsinductionsstrom in der benachbarten Inductionsspirale in kürzerer Zeit, aber mit grösserer Intensität verlaufen, also stärkere physiologische Wirkungen hervorbringen. — Auf den Oeffnungsstrom hat dagegen dieselbe Veränderung des primären Schliessungskreises einen geringeren Einfluss, da der Oeffnungsextrastrom in demselben weniger zu Stande kommt, indem der Kreis beim Entstehen desselben geöffnet ist.

Wird die Zahl der Windungen der inducirenden Spirale vermindert (ihr Potential auf sich selbst also kleiner), so nimmt bei gleicher Intensität des inducirenden Stromes die elektromotorische Kraft und Intensität des Extrastromes in derselben ab, und daher verläuft wiederum der secundäre Strom in der Inductionsspirale bei der Schliessung schneller; seine physiologische Wirkung ist nicht mehr so sehr viel geringer als die des Oeffnungsstromes, wie bei Anwendung einer mehrfach gewundenen Spirale.

Diese Ungleichheit des Verlaufes und der physiologischen Wirkungen des Oeffnungs- und Schliessungsinductionsstromes fällt zum grossen

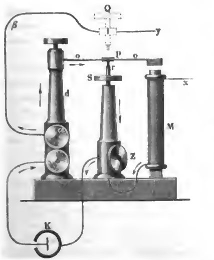
[1]) Henry, Phil. Mag. [3.] T. XVIII, p. 482. 1841*; Pogg. Ann. Bd. LIV, S. 84.*

Theil fort, wenn man den Strom, statt allein durch die inducirende Rolle, noch durch eine Nebenschliessung zu derselben leitet, und diese abwechselnd schliesst und unterbricht. Dann finden die Inductionsströme, welche bei der abwechselnden Steigerung und Abnahme der Intensität des primären Stromes in der inducirenden Rolle selbst erzengt werden, in allen Fällen eine geschlossene Bahn, ihr Verlauf ist sowohl beim Schliessen wie beim Oeffnen der Nebenleitnng nicht allzusehr verschieden. Namentlich wenn der Widerstand der Nebenschliessung gegen den Widerstand des die Säule enthaltenden Schliessungszweiges, letzterer gegen den Widerstand der inducirenden Rolle klein ist, wird der Verlauf der Inductionsströme nahezu gleich.

So beobachtete Henry, als er die beiden Enden des Drathes einer Drathrolle in zwei mit den Polen einer Säule verbundene Quecksilbernäpfe tauchte, sodann etwa 6 Zoll von dem einen Quecksilbernapf entfernt in den Drath eine hakenförmige Biegung machte und diese abwechselnd in den anderen Quecksilbernapf tauchte und aus demselben herausnahm, dass er von einer der Drathrolle benachbarten Inductionsrolle in beiden Fällen keine Erschütterungen erhielt, wohl weil sowohl beim Eintauchen als auch beim Herausziehen des Hakens die in der primären Rolle entstehenden Inductionsströme zu sehr den Inductionsstrom verzögerten, als dass man seine physiologische Wirkung hätte wahrnehmen können [1]).

Diese Resultate stimmen mit den Berechnungen von E. du Bois-Reymond (§. 664 und 665) vollkommen überein.

Fig. 307.



Will man den du Bois'schen Schlittenapparat, Fig. 246, unter Anwendung einer Nebenschliessung zur Erzeugung von gleichmässig verlaufenden Schliessungs- und Oeffnungsinductionsströmen verwenden, so ändert man den stromunterbrechenden Theil desselben, nach Helmholtz [2]), in folgender Art ab.

Der eine Pol der Säule K (Fig. 307) wird mit der, die schwingende Feder oo des Wagner'schen Hammers tragenden Messingsäule d verbunden. Von dieser Säule führt vermittelst der Klemmschraube

[1]) Henry, Pogg. Ann. Bd. LIV, S. 87. 1841.* — [2]) Vergl. du Bois-Reymond, Monatsber. d. Berliner Akad. 26. Juni 1862;* Wundt, du Bois u. Reichert's Archiv 1859, S. 538 u. 550.*

α eine Drathverbindung direct zu dem einen Ende y der inducirenden Drathrolle A. Das andere Ende x derselben ist in Verbindung mit den Umwindungen des Elektromagnetes M, welcher sich unter dem vorderen, den Anker tragenden Ende der Feder oo befindet. Das andere Ende der Umwindungen ist mit der Messingsäule Z, und diese wiederum mit dem zweiten Pole der Säule K verbunden. Oberhalb trägt die Säule S eine Messingschraube, die oberhalb in einer Platinspitze endigt. Ihr gegenüber ist unterhalb an der Feder oo ein Platinplättchen r angelöthet. — Der den Kreis $K \alpha \beta y A x M K$ durchfliessende Strom erregt den Magnet M, welcher seinen Anker und die Feder oo herunterzieht, so dass das Plättchen r gegen die Platinspitze der Schraube S gegenschlägt. Dadurch ist eine Nebenleitung geschlossen, welche aus den Säulen d und Z und dem hinteren Theile der Feder oo besteht.

Der Strom in dem ersterwähnten Theile der Schliessung wird hierdurch so geschwächt, dass der Magnet M den Anker loslässt, die Feder oo zurückschnellt, und so die Nebenleitung geöffnet wird u. s. f.

Will man den Apparat auch ohne Nebenschliessung auf die früher (§. 545) angegebene Art verwenden können, so befestigt man auf der Feder oo auch oberhalb ein Platinplättchen p, und stellt demselben, wie auch in Fig. 307 in punktirter Zeichnung angegeben ist, von oben eine Schraube Q mit Platinspitze gegenüber, welche direct mit dem Ende y der inducirenden Spirale verbunden ist. Die Schraube Q ist bei Anwendung der Nebenschliessung in die Höhe geschraubt. Schraubt man dieselbe herunter, dass die Feder oo in der Ruhelage gegen sie gegendrückt, senkt die Schraube S so weit, dass die Feder bei ihren Schwingungen sie nicht mehr berührt, und entfernt endlich den Drath β, so entspricht der Apparat völlig der Fig. 246 §. 545 gezeichneten Einrichtung.

680 Die Nähe geschlossener metallischer Leitungen kann gleichfalls die physiologischen Wirkungen der Inductionsströme ändern. So legte Henry (l. c.) auf seine Inductionsrolle von 1660 Yards Kupferdrath ein Gewinde von nur drei Windungen Kupferband und leitete durch letzteres einen Strom. Die durch die Inductionsrolle erzeugten Oeffnungs- und Schliessungsschläge waren gleich fühlbar. Es wurde nun eine Bandspirale A von 60 Fuss Länge in den Schliessungskreis der Kette eingeschaltet, so dass sie nicht inducirend wirken konnte. Der Schliessungsschlag war kaum wahrnehmbar, der Oeffnungsschlag war nicht vermindert. Wurde nun in die Spirale A eine zweite gleiche Spirale B so eingelegt, dass ihre Windungen denen der ersteren parallel waren, so blieben die Erscheinungen ungeändert, so lange sie geöffnet war. Wurde sie aber in sich geschlossen, so war der Schliessungsschlag fast ebenso stark, wie ohne Anwendung der Spirale A. Der Oeffnungsschlag war wenig geändert. Der Grund hiervon ergiebt sich aus §. 663. Es wächst bei der Schliessung des primären Kreises der inducirende Strom Anfangs schneller an, wenn die Spirale B in sich geschlossen ist, als im gegentheiligen Falle. Die physiologi-

sche Wirkung des Inductionsstromes in der Inductionsspirale ist stärker. Die später erfolgende Verzögerung des Anwachsens des primären Stromes bis zu seinem völligen Maximum vermag nicht eine so grosse Verminderung der physiologischen Wirkung des secundären Stromes zu bewirken, wie dieselbe durch das anfängliche schnellere Ansteigen des primären Stromes gesteigert wird.

Stellt man ferner zwei Bandspiralen A und B parallel einander gegenüber, verbindet die Enden der einen durch zwei Handhaben mit den Händen und leitet durch die andere einen Strom, den man nachher öffnet, so erhält man eine Erschütterung, welche nicht geschwächt wird, wenn man zwischen die Spiralen schlechte Leiter, z. B. Holzplatten, einschaltet. Schiebt man aber zwischen dieselben ein nicht zu dünnes Blech von Kupfer oder Messing, so wird die physiologische Wirkung bedeutend geschwächt. Dasselbe geschieht, wenn zwischen die Spiralen eine dritte in sich geschlossene Spirale gestellt wird. Je geringer der Widerstand des Schliessungskreises der letzteren ist, desto grösser ist die Schwächung; also ist sie bedeutender, wenn die Schliessung durch einen Metalldrath, als wenn sie durch eine eben so lange Wassersäule geschieht.

Stellt man zwischen die inducirende und inducirte Spirale A und B eine Metallplatte, welche mit einem radialen Einschnitt versehen ist, so können in derselben keine Inductionsströme entstehen; ihr Einfluss auf die physiologische Wirkung der in B inducirten Ströme verschwindet. Verbindet man aber die beiden Ränder des Einschnittes der Metallplatte mit einem Galvanometer oder mit einer kleinen Magnetisirungsspirale, in die man eine Stahlnadel einlegt, so zeigt die Ablenkung der Magnetnadel des ersteren, sowie die Magnetisirung der letzteren beim Oeffnen des Stromkreises der Spirale A an, dass in der Platte wirklich ein Strom entstanden ist, welcher dem primären Strom in der inducirenden Spirale gleich gerichtet ist, und also durch Induction von Strömen höherer Ordnung in Spirale B die direct in ihr erzeugten Inductionsströme verzögern kann.

Wendet man an Stelle der Bandspiralen eine gewöhnliche cylindrische Spirale von dickerem Drath an, durch welche man einen Strom leitet, und welche von einer Inductionsspirale von langem, dünnem Drath umgeben ist, so werden die durch den Inductionsstrom in letzterer bei öfterer Unterbrechung des inducirenden Stromes erzeugten Erschütterungen gleichfalls durch Zwischenschieben eines in sich geschlossenen Cylinders von Kupfer- oder Messingblech geschwächt. Dieser Vorrichtung bedient man sich häufig bei den zu medicinischen Zwecken dienenden Inductionsapparaten, z. B. bei denen von Duchenne, um durch mehr oder weniger weites Zwischenschieben des Blechcylinders zwischen die, durch einen Wagner'schen Hammer mit der Säule verbundene inducirende und die inducirte Spirale die Intensität der physiologischen Wirkung zu reguliren. — Ist der Blechcylinder der Länge nach aufgeschlitzt, so bietet er den Inductionsströmen keine geschlossene Bahn und hemmt die physiologische Wirkung nicht.

681 Da Metallmassen ganz dieselbe verzögernde Wirkung auf die Bildnng der Extraströme ausüben, wie auf die der anderen Inductionsströme, so wird auch durch ihre Nähe die physiologische Wirkung der Extraströme geschwächt. Verbindet man die Enden einer Indnctionsrolle von langem dünnen Drath direct mit den Polen der Säule, und bringt an irgend einer Stelle des Schliessungkreises vermittelst eines Quecksilbernapfes eine Unterbrechnngsstelle an, an deren beiden Seiten Handhaben an die Leitungsdräthe befestigt sind, die man mit den Händen ergreift, so erhält man beim Oeffnen der Verbindung mit der Säule einen stärkeren Schlag, wenn sich in der Spirale kein Metallcylinder befindet, als wenn man einen solchen in die Spirale einschiebt. — Ist die Spirale mit einer zweiten Spirale umgeben, so ändert diese die physiologische Wirkung des Extrastromes nicht, wenn ihre Enden nicht verbnnden sind, sie schwächt sie wenig, wenn die Enden durch eine lange Wassersäule, stark dagegen, wenn sie durch einen guten Leiter verbunden sind n. s. f. [1]).

II. Zeit zum Entstehen und Verschwinden des Magnetismus.

682 Magnetisirt man eine Eisenmasse, sei es durch Einwirkung des Erdmagnetismus oder eines Magnetes, sei es dnrch Einwirkung einer Magnetisirungsspirale, so beobachtet man, dass eine gewisse Zeit vergeht, ehe das Eisen das Maximum des durch die einwirkenden Kräfte in ihm zu erregenden Magnetismus angenommen hat; dass ferner nach dem Aufhören jener Kräfte das Eisen nur allmälig den Magnetismns verliert.

Diese Erscheinung kann einen doppelten Grund haben.

Einmal können die Moleküle des Eisens eine gewisse Zeit branchen, um den jedesmal auf sie wirkenden magnetischen Kräften in die ihnen durch dieselben gebotenen Lagen zu folgen und nach Aufhebung derselben in ihre unmagnetischen Gleichgewichtslagen zurückzukehren; ähnlich wie auch ein Stab, welcher durch mechanische Kräfte gebogen oder tordirt wird, erst nach einiger Zeit das Maximnm seiner Torsion nnd Biegung, und nach Entfernung der seine Gestalt verändernden Kräfte, erst allmälig die nene, permanent veränderte Gestalt annimmt.

Zweitens können in der Masse des Eisens selbst beim Beginn und beim Aufhören der magnetisirenden Kraft Inductionsströme entstehen, welche dieselbe Erscheinung znr Folge haben. — Es werde z. B. ein Eisenstab in eine Magnetisirungsspirale gelegt, und dieselbe mit einer Säule verbunden. Es entstehen dann im Eisen Indnctionsströme, welche den Eisenkern im Wesentlichen in Ebenen umfliessen, die auf der Axe der Magnetisirungsspirale senkrecht stehen. Diese Ströme sind dem magnetisirenden Strome entgegengerichtet. Wenn daher der Eisenkern durch

[1]) Vergl. auch Masson und Bregnet, Ann de Chim. et de Phys. [3] T. IV, p. 129. 1842.*

den magnetisirenden Strom schon einen gewissen Magnetismus erhalten haben sollte, so subtrahirt sich von demselben die durch die Inductionsströme erzeugte entgegengesetzte Magnetisirung. Zugleich werden rückwärts durch das Ansteigen des Magnetismus in der Magnetisirungsspirale Extraströme inducirt, welche ebenso wie die durch die Wirkung der Spirale auf sich selbst in ihr inducirten Extraströme das Ansteigen des Stromes in derselben verzögern. Der Magnetismus steigt so langsamer an als ohne Einfluss der Inductionsströme.

Ebenso sind die in der Eisenmasse beim Oeffnen des magnetisirenden Stromes erzeugten Inductionsströme dem ersteren gleichgerichtet und ertheilen dem Eisenkern von Neuem Magnetismus in dem Moment, in dem er seinen, durch den magnetisirenden Strom erzeugten Magnetismus schon verloren haben sollte; derselbe verschwindet daher noch nicht im Moment des Oeffnens, sondern erst nach einiger Zeit.

Liegen in der Nähe der magnetisirten Eisenmassen noch in sich geschlossene, dieselben umgebende Spiralen oder Metallmassen, so werden auch in diesen beim Entstehen und Vergehen des magnetisirenden Stromes und des Magnetismus des Eisenkernes Ströme inducirt, welche den Molekularströmen des Eisenkernes entgegengerichtet oder gleichgerichtet sind; im ersteren Falle also die entstehende Magnetisirung des Eisenkernes vermindern, im zweiten aber die abnehmende Magnetisirung vermehren und so auch die Zeitdauer des Entstehens und Vergehens des Magnetismus verlängern.

Der erste der erwähnten Gründe scheint zum Theil wirksam zu sein, 683
wenn man z. B. eine Eisenscheibe unter einer frei aufgehängten horizontalen Magnetnadel in Rotation versetzt. Die Magnetnadel folgt der rotirenden Scheibe in ihrer Bewegung viel schneller, als sich nach dem geringen Leitungsvermögen derselben erwarten liesse. — Ebenso werden, wie wir §. 652 erwähnten, die Schwingungen einer um eine horizontale Axe zwischen zwei Magnetpolen oscillirenden, in der Aequatorialebene befindlichen Eisenscheibe bedeutend gedämpft. Es wird nämlich in der Scheibe eine, dem Magnetismus der benachbarten Magnetpole ungleichnamige, in den entfernteren Stellen eine gleichnamige Magnetisirung hervorgerufen, welche bei der Bewegung der Scheibe eine Zeit andauert, so dass eine Anziehung der Magnetpole gegen die im Sinne der jedesmaligen Bewegungsrichtung der Scheibe vor ihnen liegenden Theile derselben stattfindet. Diese Polarität der Scheibe und Anziehung wird vermehrt, wenn beiderseits der Scheibe gleichnamige Magnetpole gegenüberstehen. Es ist dies ein Beweis, dass die eben betrachteten Erscheinungen nur zum geringeren Theile durch die, in der bewegten Scheibe inducirten Ströme bedingt sein können, da z. B. in einer Kupferscheibe gerade im Gegentheil die Intensität und Wirkung dieser Ströme zunimmt, wenn derselben von beiden Seiten ungleichnamige Magnetpole genähert werden.

Auch die Schwingungen einer Magnetnadel nehmen über einer Eisen-

platte viel schneller ab, als z. B. über einer Kupferplatte. So brauchte eine Nadel, die über einer Marmorplatte 116 Schwingungen machte, ehe sich ihre Oscillationsweite von 45° bis 10° verminderte, über einer Kupferplatte von 0,3''' Dicke dazu nur 62, über einer Eisenplatte von 0,4''' Dicke gar nur 6 Schwingungen[1]).

Dieselbe Verschiebung der magnetischen Polarität bemerkt man auch, wenn man eine eiserne Scheibe oder Kugel unter Einfluss des Erdmagnetismus rotiren lässt und nun ihre Polarität untersucht. Dieselbe verschiebt sich stets im Sinne der Bewegungsrichtung. Rotirt daher eine Scheibe nicht gerade in der, auf der Inclinationsrichtung senkrechten Ebene, so kann hierdurch ihre Einwirkung auf eine über ihr schwebende Magnetnadel, welche sie ihrer Magnetisirung durch den Erdmagnetismus verdankt, wesentlich geändert werden.

Ueber die Verschiebung der durch den Erdmagnetismus bewirkten Polarität rotirender Eisenscheiben und Eisenkugeln sind namentlich von Christie und Barlow Versuche angestellt worden.

Christie[2]) liess eine Eisenscheibe in verschiedenen Ebenen vor einer Declinationsnadel rotiren. Ihre ablenkende Wirkung auf die Magnetnadel war ein Maximum, als ihre Ebene der Inclinationsrichtung und zugleich der magnetischen Ostwestlinie parallel lag. Rotirte die Scheibe in einer horizontalen Ebene, so betrug die Wirkung auf die Nadel nur etwa $^1/_5$ der früheren. (Die jetzt auf die Scheibe wirkende horizontale Componente des Erdmagnetismus ist etwa nur $^1/_3$ der gesammten erdmagnetischen Kraft.) Endlich war die Wirkung auf die Nadel Null, wenn die Ebene der Scheibe auf der Inclinationsrichtung vertical war. — Im Allgemeinen lassen sich die Resultate so aussprechen, dass, wenn die Wirkung auf eine, neben der Scheibe befindliche Neigungsnadel bezogen wird, dieselbe bei der Rotation der Scheibe so abgelenkt wird, dass ihre Projection auf die Scheibe sich in entgegengesetzter Richtung bewegt, wie die Scheibe selbst. — In der That bildet sich in dem Punkt der Scheibe, welcher dem unteren (d. i. im Vergleich zur Inclinationsnadel nordpolaren) Ende dieser Projection entspricht, durch den Einfluss des Erdmagnetismus gleichfalls ein Nordpol. Dieser wird in der Drehungsrichtung der Scheibe verschoben und stösst mithin den Nordpol der Inclinationsnadel nach der entgegengesetzten Seite ab.

Barlow[3]) liess eine achtzöllige Shrapnellkugel 720 Mal in der Minute um eine horizontale Axe auf einem Holzgestell rotiren und näherte ihr eine, auf einem besonderen Gestelle aufgestellte Boussole, deren Nadel durch einen genäherten verticalen Magnetstab astasirt war. Die magnetische Axe der Nadel wurde auf den zu ihrem Mittelpunkt gehenden Radius der Kugel vertical gestellt.

[1]) Seebeck, Pogg. Ann. Bd. VII, S. 207. 1826.* — [2]) Christie, Philos. Trans. 1825, p. 347;* Pogg. Ann. Bd. IV, S. 459.* — [3]) Barlow, Philos. Trans. 1825, p. 317*; Pogg. Ann. Bd. IV, S. 464.*

Befand sich die Nadel in der durch die Axe der Kugel gelegten Horizontalebene vor irgend einer Stelle derselben, so wurde ihr Nordpol stets von der Kugel angezogen, wenn sich die oberen Theile derselben gegen sie hin bewegten; im umgekehrten Falle wurde das Südende der Nadel angezogen; indem im ersten Falle die oberen, durch die Wirkung des Erdmagnetismus südlich polarisirten, im zweiten die unteren, durch dieselbe nördlich polarisirten Theile der Kugel der Nadel genähert wurden, und dabei ihren Magnetismus zum Theil beibehielten. An den Enden der Axe fand keine Wirkung auf die Nadel statt, in der darauf verticalen Ebene ein Maximum.

Ist die Boussolennadel nicht astasirt, so nimmt sie eine mittlere Stellung durch den Einfluss des Erdmagnetismus und der gedrehten Kugel an.

Poisson [1]) hat diese Erscheinungen einer mathematischen Behandlung unterworfen, welche auf den §. 226 u. folgde. mitgetheilten Principien basirt ist. Nur müssen die Werthe α, β, γ daselbst als Functionen der Zeit angenommen werden. Wir müssen in Bezug auf diese Berechnungen auf das Original verweisen und glauben dies um so eher thun zu können, als die Resultate der Rechnung in Folge des im Eisen zurückbleibenden permanenten Magnetismus und der in seiner Masse bei der Bewegung entstehenden Inductionsströme, welche neue Magnetisirungen hervorrufen, nur unvollkommen mit den Beobachtungen übereinstimmen können.

Einige Erscheinungen, welche ihre Erklärung in denselben Ursachen finden, wie die bisher mitgetheilten Phänomene, sind folgende. Lässt man einen hufeisenförmigen Magnet oder Elektromagnet, welcher nach Art des §. 648 beschriebenen vorgerichtet ist, um eine verticale Axe rotiren, welche seinen Schenkeln parallel ist und sich in der Mitte zwischen denselben befindet, und streut auf eine über seinen Polen befindliche Glasplatte Eisenfeile, so folgen sie bei langsamer Drehung den Polen; bei schnellerer setzen sie sich in dem durch die Polflächen um die Rotationsaxe gelegten Kreise in eine, der Drehungsrichtung der Pole entgegengesetzten Richtung in Bewegung. — Eine Halbkugel von Eisen, welche auf die Glasplatte aufgelegt wird, verhält sich wie die Eisenfeile [2]). 684

Die Verzögerung der Magnetisirung des Eisens bei Einwirkung einer vom Strome durchflossenen Magnetisirungsspirale, welche zum grössten Theil von dem oben erwähnten zweiten Grunde, von den in der Eisenmasse und den umgebenden Metallmassen und auch in der Magnetisirungsspirale selbst inducirten Strömen herrührt, ist vielfältig beobachtet worden. Die Elektromagnete, namentlich wenn ihre 685

[1]) Poisson, Mémoire sur la théorie du magnétisme en mouvement (10. Juillet, 1826); Mémoires de l'académie roy. de l'Institut T. VI, p. 441 Année 1823 (1827).* — [2]) Plücker, Pogg. Ann. Bd. XCIV, S. 40. 1855.*

Eisenmasse bedeutend ist, erhalten erst einige Zeit, nachdem ihre Magnetisirungsspiralen mit der Säule verbunden worden sind, ihre volle Tragkraft. Vorher lässt sich der Anker auf ihnen hin- und herziehen und abreissen.

Auch die Drehung der Polarisationsebene in einem durchsichtigen, zwischen die Pole des Magnetes gestellten Körper tritt in Folge dieser allmäligen Zunahme der Magnetisirung erst einige Zeit nach der Schliessung des magnetisirenden Stromes in voller Stärke hervor [1]).

Setzt man ebenso auf den einen Pol eines Elektromagnetes ein Glas voll Wasser, in welchem Eisenoxydoxydul suspendirt ist, so fällt dieses erst einige Zeit nach Schliessung des magnetisirenden Stromes zu Boden [2]).

Auch Page [3]) beobachtete, dass erst etwa eine halbe bis drei Viertel Secunden nach dem Schliessen des Stromkreises einer, um einen Eisenmagnet gewickelten Spirale der beim Oeffnen desselben entstehende Oeffnungsfunke ein Maximum der Helligkeit erreicht; so dass also erst dann der Magnetismus des Eisenkernes ein Maximum erlangt hat, und so erst dann beim Aufhören desselben in der umgebenden Spirale der stärkste Strom erzeugt wird.

Dieselbe Zeitdauer ist für die Aenderung der Magnetisirung eines hufeisenförmigen Elektromagnetes beim Auflegen des Ankers erforderlich. Legt man den Anker mit seinem einen Ende auf die eine Polfläche und schlägt mit seinem anderen Ende schnell auf die andere Polfläche, so kann man es sogleich wieder von derselben abheben. Bei längerer Berührung mit den beiden Polflächen haftet der Anker indess ganz fest. — Dasselbe fand Sinsteden [4]) an einem Stahlmagnet, der 110 Pfund trug.

Ebenso ist zum Verschwinden des Magnetismus eines Elektromagnetes eine gewisse Zeit erforderlich.

So gaben bei dem Versuche von Page [5]) die den Magnet umgebenden Spiralen noch etwa eine halbe Secunde nach dem Unterbrechen der Verbindung mit der Säule bei directer Verbindung ihrer Enden Funken. (Vergl. auch §. 667.)

Auch zur Umkehrung des Magnetismus eines Magnetes ist eine gewisse Zeit erforderlich.

Erregt man die beiden Pole eines starken Elektromagnetes nicht gleich stark, legt Halbanker darauf, die mit konisch zugespitzten Flächen einander gegenüber stehen, und bedeckt dieselben mit einer Glasplatte, so legen sich darauf gestreute Eisenfeile in die Verbindungslinie der beiden Polspitzen. Kehrt man dann den den Magnet erregenden Strom so um, dass der früher schwächer erregte Pol der stärkere wird, so bemerkt man eine Bewegung in den Eisenfeilen, aber erst etwa zwei Secunden nach dem Wechsel der Richtung des Stromes [6]).

---

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. XIX, §. 2170.* und Vol. III, p. 466. 1846.* — [2]) Plücker, l. c. — [3]) Page, Amer. Journ. Vol. XI, p. 66; Krönig's Journ. Bd. I, S. 249. 1851. — [4]) Sinsteden, Pogg. Ann. Bd. XCII, S. 227. 1854.* — [5]) Vergl. auch Quet, Compt. rend. T. XXXV, p 749. 1852.* — [6]) Plücker, l. c.

Die beiden Ursachen der Verzögerung des Entstehens und Vergehens des Magnetismus haben auf die Bildung der Inductionsströme in den die Eisenkerne umgebenden Spiralen den gleichen Einfluss. Jene Inductionsströme werden andauern, so lange der Magnetismus des Eisens sich ändert. Sie werden dieselbe Gesammtintensität besitzen, wie wenn der Magnetismus des Eisens plötzlich entstände oder verginge, ihre Zeitdauer wird aber verlängert sein. Der Schliessungextrastrom in der magnetisirenden Spirale selbst wird also bei Einlegen eines Eisenkernes in dieselbe längere Zeit andauern, als ohne denselben. Dies zeigen unter anderem die schon §. 672 citirten Versuche von Rijke. Beim Oeffnen des Stromes der Magnetisirungsspirale dauert dann auch noch der Oeffnungsextrastrom einige Zeit an (vergl. §. 667 und 685). Ebenso werden beim Herumlegen einer Inductionsspirale um die magnetisirende Spirale die in derselben beim Schliessen und Oeffnen des magnetisirenden Stromes inducirten Ströme eine gewisse Zeit verlaufen und danach ihre Wirkungen verändern [1]). 686

Es ist nun zu untersuchen, ob bei der Elektromagnetisirung des Eisens es hauptsächlich die Trägheit seiner Moleküle ist, welche nur langsam ihre jedesmalige Lage verlassen, oder die magnetisirende Wirkung der in seiner Masse und in den umgebenden Metallmassen oder Spiralen erregten Inductionsströme, welche die Verzögerung der Aenderungen des temporären Magnetismus bedingen.

Zunächst lässt sich nachweisen, dass der letztere Grund der überwiegende ist. Denn untersucht man einmal nach der von Helmholtz [2]) (§. 661) angegebenen Methode die Dauer des Oeffnungsextrastromes in einer mit einer Säule verbundenen Spirale, während in die Spirale ein Bündel von ganz dünnen (0,123 Linien dicken), lackirten Eisendräthen eingelegt wird, in welchem keine Inductionsströme entstehen können, so ergiebt sich gar kein Andauern des Stromes nach dem Oeffnen, gerade wie ohne Einlegen von Eisendräthen (§. 667). Werden die Eisendräthe aber dicker genommen, so dass in ihnen Inductionsströme entstehen können, so zeigt sich ein Andauern des Oeffnungsstromes über die Zeit des Oeffnens hinaus.

Alle Ursachen sodann, welche die Bildung von Inductionsströmen in der elektromagnetischen Eisenmasse oder den sie umgebenden Metallhüllen oder Spiralen beim Beginn und Aufhören ihrer Magnetisirung hindern, also die durch jene Ströme bewirkte Verlangsamung der Aenderungen ihres magnetischen Momentes vermindern, bedingen zugleich, dass die Inductionsströme, welche bei jenen Aenderungen in den die Eisenmassen umgebenden Spiralen inducirt werden, gleichfalls einen schnelleren Verlauf nehmen. Die physiologischen und magnetisirenden Wirkungen derselben werden also bei sonstigen gleichen Aenderungen des Momentes der Eisenkerne dabei gesteigert.

---

[1]) Vergl. Quet, l. c. — [2]) Helmholtz, Pogg. Ann. Bd. LXXXIII, S. 535. 1851.*

687 Dies zeigt sich zuerst bei Untersuchung der Extraströme in den Spiralen. Legt man daher in eine Drathspirale einen massiven Eisenkern ein, verbindet die Enden derselben mit den Polen einer Säule und mit zwei Handhaben, welche man mit den Händen ergreift, so ist die Erschütterung, welche man beim Loslösen der Säule von der Spirale erhält, in Folge des langsamen Verschwindens des Magnetismus nicht so bedeutend, als man es nach der Stärke der Magnetisirung des Eisens erwarten sollte. Indess muss doch die durch die Inductionsströme in der Eisenmasse erzeugte neue Magnetisirung geringer sein als die Abnahme der letzteren im Moment des Oeffnens, denn sonst würde das Einlegen des Eisenkernes die physiologische Wirknng überhaupt nicht verstärken.

Wendet man dagegen an Stelle des massiven Eisenstabes ein Bündel von Eisendräthen an, welche einzeln lackirt oder in Wachs eingeschmolzen, oder einfacher nnr durch eine Lampenflamme gezogen und so mit einer schlecht leitenden Oxydschicht bedeckt sind, so kann in ihnen kein so starker inducirter Strom entstehen, wie in dem massiven Eisenkerne. Die physiologische Wirknng des Extrastromes der Spirale beim Oeffnen ist daher stärker. Dies wurde zuerst von Sturgeon nnd Bachhoffner[1]) beobachtet. Nach Magnus[2]) findet dies sogar dann noch statt, wenn man sich durch die Ablenkung der Nadel einer Boussole in der Nähe der Spirale überzeugt hat, dass das Eisendrathbündel durch die magnetisirende Wirkung des Stromes in der Spirale ein etwas schwächeres magnetisches Moment erhalten hat, als der massive Eisenkern.

Werden die Drathbündel in leichtflüssiges Metall eingegossen, so kann nun in ihnen ein Indnctionsstrom zu Stande kommen, sie wirken, nach Magnus, nur so stark wie massive Kerne.

Werden sie in eine Röhre von leichtflüssigem Metall, von dünnem Messingblech eingelegt, so entsteht in diesen Röhren beim Oeffnen des Stromkreises der Spirale durch das Verschwinden des Stromes und des Magnetismus der Eisendräthe gleichfalls ein inducirter Strom, welcher die Eisendräthe von Neuem magnetisirt. So wird der Extrastrom in der Spirale verzögert und seine physiologische Wirkung geschwächt. — Je schlechter der Stoff der Röhre leitet, eine desto geringere Intensität besitzt der Inductionsstrom in derselben, desto geringer ist seine schwächende Wirkung. Deshalb vermindert z. B. eine Röhre von Neusilberblech viel schwächer die physiologische Wirkung als eine Messingröhre. — Werden die Röhren der Länge nach aufgeschlitzt, so kann der Inductionsstrom in ihneu nicht entstehen; das Drathbündel wirkt wie ohne Röhre.

Spiralig gewundene Eisenbleche, welche nicht in sich geschlossen sind, verstärken, nach Magnns (l. c.), die physiologische Wirkung der Extraströme beim Einsenken in eine Spirale fast eben so stark wie die Drathbündel; hohle, dünne, in sich geschlossene Eisenblechröhren bedeu-

[1]) Sturgeon und Bachhoffner, Annals of Electr. T. I, p. 481 — [2]) Magnus, Pogg Ann. Bd. XLVIII, S. 95. 1839*.

tender als massive Eisencylinder und Flintenläufe, da ihr temporärer Magnetismus fast eben so gross ist wie der der letzteren, die Inductionsströme in ihnen aber eine geringere Intensität besitzen. Werden die Eisenröhren aufgeschlitzt, so wird dadurch namentlich bei dickeren Röhren ihre, den Extrastrom der Spiralen verstärkende Wirkung bedentend vermehrt. — Werden in solche aufgeschlitzte Eisenröhren noch Eisendrathbündel gelegt, so werden auch diese noch durch den Strom in der Spirale magnetisirt und addiren ihre inducirende Wirkung zu der des Eisenrohres bei der Bildung des Extrastromes in der umgebenden Spirale. Bei einem geschlossenen Eisenrohre von etwas dickerem Metall verstärken dagegen eingelegte Eisendrathbündel die Intensität des Extrastromes nicht, da, wie bei Umgebung des Bündels mit Röhren von nicht magnetischem Metall, durch Verschwinden des Magnetismus der Eisendräthe Inductionsströme in der Eisenröhre inducirt werden, durch deren Rückwirkung auf die Spirale die Verstärkung der Extraströme in derselben durch die Drathbündel fast vollständig compensirt wird.

Die eben erwähnten, an den Extraströmen zu beobachtenden Erscheinungen kann man deutlicher zeigen, wenn man die Verbindung und die Loslösung der Säule von der, die Eisenkerne enthaltenden und mit dem Körper verbundenen Spirale oft hinter einander mit Hülfe des Thl. I, Fig. 108 gezeichneten Interruptors herstellt. — Man kann hierzu auch den Thl. II, Fig. 259 gezeichneten Apparat verwenden, in dessen Spirale man die verschiedenen Eisenkerne einlegt.

Einige andere, an Extraströmen beobachtete Erscheinungen, welche 688
auf denselben Ursachen beruhen, wie die beschriebenen, sind die folgenden.

Umwindet man die Schenkel eines hufeisenförmigen Elektromagnetes mit einer langen Drathspirale, legt auf denselben den Anker und verbindet die Enden der Spirale durch einen Commutator erst mit einer Säule und dann mit einem Galvanometer, so weicht die Nadel desselben in derselben Richtung aus, wie wenn der durch die Spirale fliessende Strom sie abgelenkt hätte. — Bei Anwendung eines 1400 Fuss langen Spiraldrathes konnte Magnus [1]) selbst noch einen solchen Ausschlag der Nadel erhalten, als die Spirale schon 10 Secunden von der Säule losgelöst war und dann erst mit dem Galvanometer verbunden wurde.

Bei Umwindung des Magnetes mit einer kürzeren Drathspirale nimmt die Dauer des Phänomens ab, da dann der in derselben beim Verschwinden des Magnetismus inducirte Strom eine geringere elektromotorische Kraft besitzt und weniger auf das Galvanometer wirken kann. — Wird der Anker nicht auf den Magnet gelegt, so zeigt sich die Erscheinung nicht.

Die längere Dauer des inducirten Stromes lässt sich auch auf eine andere Weise zeigen.

---

[1]) Magnus, Pogg. Ann. Bd. XXXVIII, S. 427. 1836.*

Bringt man auf die Schenkel des Elektromagnetes Spiralen mit langem Drathe, und verbindet sie mit den Polen der Säule, während gleichzeitig in den Schliessungskreis ein Galvanometer mit astatischer Nadel eingeschaltet ist, so weicht die Nadel desselben stark ab. Schaltet man durch Umlegen des Commutators die Säule aus dem Schliessungskreis aus und schliesst dafür denselben durch einen Metalldrath, so geht die Nadel des Galvanometers plötzlich auf Null zurück. Nicht so ist es, wenn der Anker auf den Elektromagnet aufgelegt ist. Dann kehrt die Nadel bei dem Umlegen des Commutators nur langsam in ihre Ruhelage zurück. Es bleibt also noch längere Zeit in der Schliessung ein inducirter Strom bestehen. — Ist der Drath kurz, welcher den Elektromagnet umgiebt, so kann man diese Dauer des inducirten Stromes nicht beobachten.

Auch hier wird beim Verschwinden des Magnetismus in der längeren Spirale ein Strom von grösserer elektromotorischer Kraft inducirt, der, selbst wenn der Widerstand der Spirale so gross ist, dass seine Intensität nur dieselbe ist, wie bei einer kürzeren Spirale, dennoch im Verhältniss zu der Windungszahl auf den Eisenkern stärker magnetisirend zurückwirkt als der Strom in der kürzeren Spirale.

Die Wirkung des Ankers kann darauf beruhen, dass die einzelnen Moleküle des Magnetes bei Anwesenheit desselben bei gleicher magnetisirender Kraft stärker in ihre magnetischen Lagen gerichtet werden als ohne denselben. Wenn sie daher beim Aufheben der magnetisirenden Kraft in ihre unmagnetischen Gleichgewichtslagen zurückzukehren streben, so werden die dabei in der umgebenden Spirale und in der Masse des Eisens inducirten Ströme dem Magnet von Neuem viel stärkeren Magnetismus ertheilen, als wenn derselbe nicht mit dem Anker armirt ist. Im ersteren Falle erfolgt daher die Abnahme des Magnetismus viel langsamer.

Kehrt man ferner durch einen Gyrotrop die Richtung des Stromes um, welcher durch die Magnetisirungsspirale eines, mit einem nicht zu schweren Anker versehenen, mit seinen Schenkeln nach unten gehängten Magnetes geleitet wird, so bleibt der Anker haften, wenn die Magnetisirungsspirale kurz ist. Im gegentheiligen Falle fällt er ab. — Im ersteren Falle sind die Inductionsströme, welche das Verschwinden und das Auftreten des Magnetismus verzögern, gering. Unmittelbar beim Umschlagen des Gyrotrops tritt auch die umgekehrte Magnetisirung des Magnetes in voller Kraft ein, der Anker kann sich im Augenblicke des Verschwindens des Magnetismus nur so weit vom Magnete entfernen, dass er durch dessen neu entstehenden Magnetismus wieder zu demselben herangezogen wird. — Treten aber, wie bei Anwendung längerer Inductionsspiralen, beim Umlegen des Gyrotropes stärkere Inductionsströme auf, so besteht zuerst noch der Magnetismus in Folge des Oeffnungsstromes fort; der Anker wird noch stark angezogen. Dann aber erfolgt das Verschwinden und das neue Entstehen des Magnetismus nur allmälig. So wird der Magnet eine längere Zeit hindurch nur eine sehr geringe Stärke besitzen, während welcher Zeit der Anker sich zu weit vom Magnete entfernt, als dass er bei

dem Auftreten seiner ganzen neuen Magnetisirung wieder angezogen werden könnte [1]).

Aehnliche Resultate ergeben sich auch bei Beobachtung der physiologischen Wirkungen des Extrastromes der Spiralen, welche einen hufeisenförmigen Elektromagnet umgeben [2]). 689

Legt man auf das Hufeisen einen die Schenkel verbindenden Anker, so wird zwar die Einstellung der magnetischen Theilchen hierdurch befördert, und das gesammte magnetische Moment des Hufeisenelektromagnetes nimmt zu. Beim Oeffnen des Stromes behält aber derselbe nicht nur für sich schon einen bedeutenden remanenten Magnetismus bei, sondern derselbe wird durch die im Moment des Oeffnens in seiner Masse auftretenden Inductionsströme noch so gesteigert, dass in jenem Moment eher eine Zunahme als eine Abnahme der Magnetisirung eintritt. Man erhält daher nur eine sehr schwache physiologische Wirkung. — Ist die Inductionsspirale lang, so giebt sie für sich, ohne Einlegen des mit dem Anker geschlossenen Hufeisenmagnetes eine stärkere Erschütterung, als mit demselben, da nun die Ursache der Verzögerung fortfällt. Dass diese Verzögerung nicht allein durch die directe Rückwirkung der im Elektromagnet inducirten Ströme auf die umgebende Spirale bedingt ist, sondern vielmehr durch die durch dieselben bewirkte neue Magnetisirung des Magnetes im Moment des Oeffnens, zeigt sich, wenn man statt des eisernen Hufeisens in die Inductionsspirale ein ganz ebenso gestaltetes Hufeisen von Zink mit darauf gelegtem Anker von Zink einlegt. Durch dieses werden die Erschütterungen nicht vermindert, welche die Spirale allein giebt.

Behält man die Handhaben der Magnetisirungsspirale nach dem Oeffnen des Stromes in der Hand, während der mit seinem Anker geschlossene Elektromagnet in ihnen liegt, und reisst nun den Anker desselben ab, so erhält man eine sehr starke Erschütterung, da jetzt der remanente Magnetismus des Magnetes verschwindet. Dieselbe ist noch stärker, wenn man die Enden der Spirale durch einen metallischen Leiter verbindet und diesen unterbricht, während man gleichzeitig den Anker des Magnetes abreisst. Man würde in diesem Falle die Erschütterung durch den jedenfalls nur sehr kurze Zeit andauernden Extrastrom erhalten, welcher entsteht, wenn der beim Verschwinden des remanenten Magnetismus im Hufeisen inducirte Strom während seines Laufes durch die metallische Schliessung unterbrochen wird.

Der folgende bemerkenswerthe Versuch schliesst sich den erwähnten an. Man umwindet die beiden Schenkel eines hufeisenförmigen Elektromagnetes mit Spiralen, deren eine Enden mit einander verbunden sind, deren andere Enden in Quecksilbernäpfe tauchen, welche mit den Polen der Säule in Verbindung stehen, und in die Dräthe eingesenkt sind, welche Handhaben tragen. Man erhält dann nach **Magnus** (l. c.) 690

[1]) Vergl. P. M. Phil. Mag. [3.] Vol. III, p. 19. 1833;* **Magnus**, Pogg. Ann. Bd. XXXVIII, S. 433.* 1836.* — [2]) **Magnus**, l. c. S. 417. 1836.*

nahezu dieselbe Erschütterung durch den in den Spiralen beim Herausheben der Enden derselben aus den Quecksilbernäpfen entstehenden Inductionsstrom, mögen die Schenkel des Hufeisens im gleichen oder entgegengesetzten Sinne durch den Strom in den sie umgebenden Spiralen magnetisirt worden sein; obgleich im ersten Falle das Hufeisen eine bedeutende, im letzten keine merkliche Tragkraft besitzt. Wenn auch der in jedem Schenkel des Hufeisens erregte Magnetismus im ersten Falle grösser ist als im zweiten, da die einzelnen magnetischen Moleküle beider Schenkel durch ihre gegenseitige Wirkung sich stärker in die magnetische Einstellung begeben, so verschwindet doch in diesem Falle, wo sie auch nach Aufhebung des magnetisirenden Stromes in ihren Lagen zum Theil verharren, der Magnetismus der Schenkel langsamer und weniger vollkommen als im zweiten Falle, wo die Moleküle beider Schenkel ihre ungleichnamigen Pole einander zukehren und dann nach Aufhebung der magnetisirenden Kraft durch ihre Wechselwirkung in die unmagnetischen Gleichgewichtslagen zurückgeführt werden.

691 Ganz analoge Erscheinungen wie an den Extraströmen, zeigen sich auch, wenn man den primären Strom durch eine inducirende Drathrolle mit wenigen Windungen von Drath leitet, und über diese eine Inductionsspirale von vielen Windungen von dünnem Drath wickelt und deren Enden durch Handhaben mit dem Körper verbindet. Beim Einlegen von Eisenstäben, Drathbündeln, Eisenröhren u. s. f. und Oeffnen des Schliessungskreises des primären Stromes sind auch hier die physiologischen Wirkungen des in der Inductionsspirale inducirten Stromes in gleicher Weise abgeändert, wie die unter gleichen Bedingungen in der magnetisirenden Spirale selbst inducirten Extraströme. Legt man die verschiedenen §. 687 beschriebenen Eisenkerne in die inducirende Spirale des Schlittenapparats von du Bois-Reymond (§. 545) ein, schiebt die Inductionsspirale über dieselbe und verbindet ihre Enden durch Handhaben mit dem Körper, so kann man beim Hindurchleiten eines Stromes durch den Apparat diese Erscheinungen studiren.

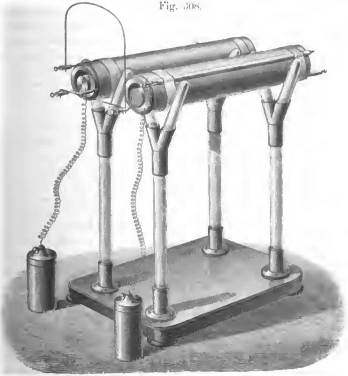
Wie wir schon oben bei dem Einschieben nicht magnetischer Metallmassen zwischen die aufeinander inducirend wirkenden Spiralen beobachteten, haben auch die Inductionsströme, welche in den in jene Spiralen eingeschobenen Eisenmassen inducirt werden und das Entstehen und Vergehen ihrer Magnetisirung verzögern, nur einen Einfluss auf die physiologischen (elektrodynamischen, thermischen u. s. f.) Wirkungen der Inductionsströme in der Inductionsspirale, nicht aber auf ihr galvanometrisches Verhalten, da bei endlichem Verschwinden des ganzen Magnetismus die Gesammtintensität der in der Spirale inducirten Ströme bei gleichem Moment der Eisenmassen unter verschiedenen Umständen sich gleich bleiben muss.

Dies hat Dove [1]) vermittelst eines sehr zweckmässigen Apparates,

[1]) Dove, Pogg. Ann. Bd. XLIX, S. 72. 1840.*

des Differentialinductors, bewiesen. Zwei nebeneinander liegende hohle Holzröhren von $18^1/_2$ Linien innerem Durchmesser, Fig. 308, wurden in ganz gleicher Weise jede mit 29 Windungen eines $2^1/_2$ Linien dicken lackirten Kupferdrathes umwunden. Sie wurden hintereinander in den Schliessungsdrath einer galvanischen Säule eingeschaltet. Auf diese beiden inducirenden Spiralen wurden gleiche Rollen aufgeschoben, welche aus je 400 Fuss von $^1/_2$ Linie dickem, mit Seide übersponnenem Drath gewickelt waren. Die einen Enden dieser Rollen wurden so verbunden, dass die beim Oeffnen oder Schliessen des inducirenden Stromes in ihnen erzeugten

Fig. 308.



Inductionsströme einander entgegenflossen. Die anderen Enden der Rollen wurden entweder durch Handhaben mit den Händen oder mit dem Galvanometer verbunden.

Es wurde nun in die eine Röhre ein Eisencylinder, ein Eisenrohr u. s. f. eingelegt, in die andere eine Anzahl Eisendräthe von 1^{mm} Dicke. Von diesen wurden so viele aus der zweiten Röhre allmälig entfernt, bis die entgegenlaufenden Inductionsströme in beiden Spiralen einmal am Galvanometer keine Ablenkung hervorbrachten; dann bis sie dem eingeschalteten menschlichen Körper keine Erschütterung ertheilten.

Auf diese Weise compensirten folgende Zahlen der Eisendräthe die eine oder andere Wirkung der in die eine Röhre des Apparates eingelegten Körper:

	Für das Galvanometer.	Für die Erschütterung.
Stab von Schmiedeeisen	über 110 Dräthe	15
Graueisen aus dem Tiegelofen	92 „	24
Weicher Stahl	91 „	9
Weisses Eisen (Tiegelguss)	41 „	10
Harter Stahl	28 „	7

Zur Compensation der galvanometrischen Wirkung sind also mehr Dräthe erforderlich, als für die Erschütterungen. Bei gleicher galvanometrischer Wirkung, d. i. bei gleichem magnetischen Moment der Eisenbündel und Stäbe ist also, ganz entsprechend den Erfahrungen des §. 687, die Erschütterung durch die die Drathbündel enthaltende Spirale grösser, als durch die die massiven Eisen- und Stahlstäbe enthaltende. Je geringer die Continuität der Masse der Eisenkerne ist, desto geringer ist der Unterschied zwischen der Zahl der Eisendräthe, welche in beiden Fällen für die Compensation erforderlich sind.

693 Die verschiedene Dauer der Inductionsströme in den massiven Kernen nnd Drathbündeln bemerkt man recht deutlich, wenn man in die beiden Rollen des Differentialinductors einen massiven Eisenstab und ein Bündel Eisendräthe einlegt und die Zahl der letzteren zuerst so gross nimmt, dass die galvanometrische Wirkung des Inductionsstromes der sie enthaltenden Rolle überwiegt. Entfernt man dann die Eisendräthe allmälig, so dass im Ganzen die inducirende Wirkung des Eisenstabes in der anderen Rolle ganz wenig das Uebergewicht hat, so weicht beim Oeffnen des inducirendeu Stromes die Nadel des mit den Inductionsrollen verbundenen Galvanometers doch erst ein wenig im Sinne des den Eisendräthen entsprechendeu Inductionsstromes und dann erst nach der entgegengesetzten Seite aus. Es ist dies ein recht klarer Beweis, dass die in der Zeiteinheit bewegte Elektricitätsmenge, welche die Nadel ablenkt, Anfangs in der die Drathbündel enthaltenden Rolle bedeutender ist, als in der den massiven Kern enthaltenden Rolle, obgleich die in der ganzen Zeit der Induction in Bewegung gesetzte Elektricitätsmenge in letzterer überwiegt. — Je grösser die Intensität des inducirenden Stromes ist, desto grösser ist das Ueberwiegen des Inductionsstromes der Eisenbündel in den ersten Momenten. In diesem Fall übertrifft nämlich die Wirkung des Verschwindens des Magnetismus des massiven Eisenkernes die Wirkung desselben in den Drathbündeln erst, wenn schon die Nadel des Galvanometers in Folge der intensiveren Ströme ziemlich weit aus ihrer Ruhelage abgelenkt ist. Bei der geneigten Lage derselben gegen die Windungen des Multiplicators kann dann jene überwiegende Wirkung die Nadel nicht mehr nach der entgegengesetzten Seite ablenken. In Folge dieses secundären Umstandes müssen bei stärkeren Strömen zur

Compensation der galvanometrischen Wirkung eines Eisenkernes mehr Eisendräthe verwendet werden als bei schwächeren.

Analoge Erscheinungen ergeben sich, nach Dove, wenn gleich dicke und gleich lange Stücke von Flintenläufen, von denen das eine der Länge nach aufgeschnitten, das andere geschlossen ist, in die beiden Rollen des Differentialinductors eingelegt werden. Die galvanometrischen Wirkungen der Inductionsströme beider Rollen compensiren sich vollständig, und doch überwiegt die physiologische Wirkung der den aufgeschnittenen Lauf enthaltenden Rolle. Letzteres Resultat erhält man direct, indem man nacheinander die physiologische Wirkung des Inductionsschlages jeder einzelnen der beiden Rollen untersucht. — Ebenso wird durch Einlegen von Eisendräthen in die eine oder andere der beiden Röhren die galvanometrische Gleichheit der durch beide inducirten Ströme nicht gestört, da das magnetische Moment hierdurch kaum geändert wird. Wohl aber verstärken die Eisendräthe in dem aufgeschlitzten Rohr sehr viel stärker die physiologische Wirkung des durch dasselbe inducirten Stromes, als in dem geschlossenen. — Bei dünnen Eisenblechröhren wird dagegen durch Einlegen der Drathbündel in allen Fällen die galvanometrische Wirkung der Inductionsströme verstärkt; die physiologische Wirkung indess wiederum bei aufgeschlitzten Röhren bedeutender als bei geschlossenen. — Legt man ferner in die beiden Rollen A und B des Differentialinductors gleich viel Eisendräthe und umgiebt die Dräthe in Rolle B, sei es mit einem in sich geschlossenen Cylinder von nicht magnetischen Metallen, z. B. Messingblech, oder mit einer in sich geschlossenen Spirale, so bleibt die galvanometrische Gleichheit der Inductionsströme beider Spiralen bestehen, während der physiologische Effect des Stromes in Rolle A überwiegt. — Wird aber der Blechcylinder in Rolle B aufgeschlitzt, oder die denselben ersetzende Spirale geöffnet, oder besteht dieselbe aus zwei Drathlagen, welche an beiden Enden so verbunden sind, dass die in ihnen inducirten Ströme gegeneinanderlaufen und sich aufheben, so bleibt die physiologische Wirkung der Inductionsströme in beiden Rollen gleich. 694

Werden in die beiden primären Spiralen des Differentialinductors die beiden gleichen Schenkel eines weichen Hufeisens eingeschoben und die Inductionsspiralen so gestellt, dass ihre entgegengesetzt gerichteten Ströme keine physiologische Wirkung hervorbringen, so bleibt dies Verhältniss bestehen, wenn man zwischen die primäre und Inductionsspirale der einen Rolle eine der Länge nach aufgeschnittene, zwischen die Spiralen der anderen Rolle eine gleiche oder eine in sich geschlossene dünne Eisenblechröhre einschiebt. In beiden Fällen dienen die Blechröhren als Anker zu den Schenkeln des Magnetes und werden im entgegengesetzten Sinne wie diese magnetisirt. Beim Oeffnen des primären Stromes subtrahirt sich also ihre inducirende Wirkung von der der Schenkel des Hufeisens; indess überwiegt doch die Wirkung der letzteren, da ihre Magnetisirung bedeutender ist. Da sie auch im Verhältniss zu den Blechröhren

eine sehr bedeutende Masse besitzen, so kommen die Unterschiede, welche bei ihnen durch das Aufschlitzen der einen auftreten, weniger in Betracht [1]).

695 Ganz dieselben Resultate wie für die physiologischen Wirkungen ergeben sich, wenn man den Strom des Differentialinductors durch eine kleine Drathspirale leitet, in welche man Stahlnadeln einlegt. Ihre Magnetisirung findet immer im Sinne des Stromes der Rolle statt, deren Strom auch in physiologischer Beziehung überwiegt.

Dove (l. c.) verband z. B. die freien Enden der beiden entgegengesetzt verbundenen Spiralen seines Differentialinductors mit einem aus 200 Windungen von übersponnenem Kupferdrath bestehenden Multiplicator. Nachdem der Stromkreis des inducirenden Stromes geschlossen war, wurde in die eine Spirale ein Cylinder von weichem Eisen, in die andere ein Bündel von Eisendrath, in den Multiplicator eine dicke Nähnadel eingelegt. Beim Oeffnen der inducirenden Spiralen des Differentialinductors wurde die Nähnadel magnetisch. Um derselben hierbei den Magnetismus zu ertheilen, welchen sie durch die das Drathbündel enthaltende Spirale erhält, musste dasselbe aus wenigstens 70 Eisendräthen bestehen, während mehr als 110 Dräthe erforderlich waren, um die galvanometrische Gleichheit der in beiden Inductionsspiralen inducirten Ströme herzustellen. Dieselben Verhältnisse ergaben sich, als in die beiden Drathspiralen A und B gleich viel Eisendräthe eingelegt wurden, die Dräthe der einen Rolle B aber mit einem in sich geschlossenen Metallblech umgeben waren. Bei vollkommener Compensation der Wirkungen der Inductionsströme am Galvanometer überwog die magnetisirende Wirkung der Rolle A.

Anders verhält es sich, wenn man die Enden der Inductionsspiralen des Differentialinductors mit den Drathwindungen eines Elektromagnetes von weichem Eisen verbindet und die Richtung seiner Magnetisirung durch die Ablenkung einer ihm gegenübergestellten Magnetnadel bestimmt. Hat man die Rollen A und B des Inductors mit einem massiven Eisencylinder (in A) und Drathbündeln (in B) erfüllt, so dass beim Oeffnen des primären Stromes die Magnetisirung einer Stahlnadel durch den Inductionsstrom beider Rollen schon im Sinne des Stromes in Rolle B erfolgt, so wird doch der mit den Inductionsspiralen verbundene Elektromagnet im Sinne des Stromes in Rolle A magnetisirt.

Der Grund dieses verschiedenen Verhaltens des Stahles und Eisens kann folgender sein. Im ersten Moment nach dem Oeffnen überwiegt der schneller verlaufende, also in jedem einzelnen Zeittheil seiner Dauer intensivere Strom der Rolle B. Eine Stahlnadel erhält eine permanente Magnetisirung im Sinne dieses Stromes. Im späteren Verlauf der Inductionsströme ist der Strom von B schon erloschen, während der von A noch andauert. Doch ist seine Intensität dann nicht mehr gross genug, um den permanenten Magnetismus des Stahles umzukehren; er vermindert

[1]) Dove, Pogg. Ann. Bd. XLIII, S. 518. 1838.*

ihn nur. Beim Eisen wird indess die Magnetisirung leichter durch einen dem ursprünglich magnetisirenden Strom entgegengerichteten Strom umgekehrt, so dass dann die in den letzten Zeittheilen der ganzen Induction noch vorhandenen Antheile des Stromes von A die anfängliche Magnetisirung des weichen Hufeisens durch den Strom von B umkehren können.

Diese Untersuchung der magnetisirenden Wirkung der Ströme des Differentialinductors bietet nach Dove[1]) ein bequemes Mittel dar, sehr geringe Spuren von Magnetismus in verschiedenen Metallen zu entdecken. Man legt in die eine Rolle A des Differentialinductors einen massiven Cylinder von dem zu untersuchenden Metall und lässt die andere Rolle B leer. Die Magnetisirung der Stahlnadeln erfolgt im Sinne des Inductionsstromes der Rolle B, da die Inductionsströme in A verzögert werden. — Vertheilt man den massiven Metallcylinder in immer dünnere Dräthe, so dass die Inductionsströme in denselben immer schwächer werden, und tritt endlich ein Punkt ein, bei dem die magnetisirende Wirkung des Stromes von Rolle A überwiegt, so verhält sich das Metall in derselben wie ein in sie eingelegter Eisendrath: es ist also magnetisch. 696

Dieses Verhalten ergab sich bei Kupfer, Zinn, Quecksilber (in Glasröhren), Antimon, Wismuth (schwach eisenhaltig), chemisch reinem Zink (schwach), Blei, Neusilber. — Es ist wahrscheinlich, dass alle diese Metalle geringe Beimengungen von Eisen enthielten.

Zugleich giebt auch der Differentialinductor eine Möglichkeit, das magnetische Moment verschiedener Substanzen zu vergleichen, indem man sie in die eine Rolle A desselben, in die andere Rolle B Eisendräthe einlegt, bis die entgegengesetzt gerichteten Inductionsströme beider Rollen die Nadel des Galvanometers nicht ablenken. Dann ist das Moment jener Substanzen dem der Drathbündel gleich. Auf diese Weise waren bei Anwendung verschiedener Kerne in Rolle A folgende Zahlen von Eisendräthen zur Compensation erforderlich:

	n
Röhre von doppeltem Eisenblech	170
Weicher Stahlcylinder	150
Quadratische Nickelstange (4‴75 in Quadrat) . .	10
Röhre von Nickel	4
Cylinder von Eisenscheiben mit zwischengelegtem Papier	4
Cylinder von Stahlscheiben mit zwischengelegtem Papier	2
Cylinder von Weissblechscheiben	1
Röhre von Neusilber	1
Cylinder von eisernen Bohrspähnen	1

[1]) Dove, Pogg. Ann. Bd. LIV, S. 333. 1841.*

Legt man in die Rollen A und B des Differentialinductors einen weichen Eisen- oder Stahlstab und einen harten Stahlstab ein, verbindet die Enden der Inductionsrollen einerseits mit einander, anderseits in entgegengesetztem Sinne mit einem Galvanometer, und schliesst den primären Strom, so schlägt die Nadel in Folge des Ueberwiegens der Inductionswirkung des Eisens im Sinne des Inductionsstromes in A aus, da Eisen und weicher Stahl mehr temporären Magnetismus annimmt als harter Stahl. Legt man aber nach dem Oeffnen den harten Stahlstab umgekehrt in die Rolle B ein, so überwiegt bei neuer Schliessung der Strom in B, da nun der Stab nicht nur sich von Neuem in entgegengesetztem Sinne temporär magnetisirt, sondern auch noch seinen früheren permanenten Magnetismus verloren hat, also die Gesammtänderung seines magnetischen Momentes jetzt bedeutender ist als beim weichen Eisen.

697 Was von der physiologischen und magnetisirenden Wirkung der mit verschiedenen Eisenkernen erfüllten Inductionsspiralen gesagt ist, gilt auch von der Funkenbildung. Selbst wenn beim Einlegen zweier Kerne in die beiden Spiralen des Differentialinductors die in beiden inducirten Ströme galvanometrisch ganz gleich sind, so zeigt sich doch, wenn man den primären Strom durch jede einzelne Rolle desselben leitet und sodann öffnet, der entstehende Oeffnungsfunke heller bei der Rolle, deren Inductionsspirale die grössere magnetisirende oder physiologische Wirkung ausübt.

Sehr deutlich lässt sich nach Poggendorff [1]) diese Wirkung der Extraströme auf die Funkenentladung bei verschiedenen Drathleitungen und Eisenkernen an einem Wagner'schen Hammer studiren, welchen man unter der evacuirten Glocke der Luftpumpe spielen lässt, indem man gleichzeitig in den Schliessungskreis der ihn erregenden Säule eine aus zwei nebeneinander gewickelten Drathlagen bestehende Spirale einfügt. Sind die beiden Drathlagen so verbunden, dass der Strom sie in entgegengesetzter Richtung durchfliesst, so entsteht in ihnen kein Extrastrom beim Oeffnen und Schliessen des Stromkreises durch den Wagner'schen Hammer; der Funken an der Unterbrechungsstelle des letzteren ist klein und unscheinbar. Durchfliesst der Strom die Drathlagen aber in gleicher Richtung, so wird der Funken sehr lebhaft, und zugleich überzieht blaues Glimmlicht den negativen Theil an der Unterbrechungsstelle. Diese Erscheinung zeigt sich namentlich sehr deutlich, wenn man ein volles oder hohles Drathbündel von Eisendräthen in die Spirale einschiebt, und besonders wenn dasselbe ziemlich viel länger ist als die Spirale, so dass der in ihm entwickelte Magnetismus sehr bedeutend ist. — Legt man statt des Drathbündels einen massiven Eisenstab in die Spirale, so vermindert sich dagegen die Lichterscheinung, da die in demselben inducirten Ströme auf die Spirale selbst inducirend zurückwirken, und so die Intensität der

---

[1]) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. XCV, S. 159. 1855.*

in ihr erzeugten Extraströme in jedem einzelnen Moment mehr vermindert wird, als der in ihm erzeugte Magnetismus sie vermehrt. — In gleicher Weise vermindert eine um die Spirale gelegte zweite in sich geschlossene Spirale die Helligkeit der Funken, während dies nicht der Fall ist, wenn ihr Kreis an irgend einer Stelle unterbrochen ist.

Endlich ist auch, ganz analog den Erfahrungen des §. 674, die Wärmewirkung der Inductionsströme grösser, wenn die in die inducirenden Spiralen eingelegten Eisenkerne keine Bildung von Inductionsströmen in ihnen zulassen; also grösser beim Einlegen von Drathbündeln als beim Einlegen von hohlen Röhren u. s. f. [1]).

Die vorhergehenden Versuche haben auf indirectem Wege den Einfluss der Inductionsströme auf den zeitlichen Verlauf der Magnetisirung und Entmagnetisirung des Eisens dargethan. Mehr direct zeigen dagegen die folgenden Erfahrungen, wie die Verminderung der Intensität der Extraströme in den Eisenkernen oder den dieselben umgebenden Spiralen die Schnelligkeit der Aenderungen des Magnetismus bei Veränderung der Intensität des magnetisirenden Stromes vermehrt. 698

Bedient man sich eines Elementes von grosser Oberfläche, um einen Wagner'schen Hammerapparat oder den Zeichengeber eines Morse'schen Telegraphen zu bewegen, so kann man in derselben Zeit viel weniger Oscillationen des Hammers des ersteren, viel weniger Zeichen am zweiten erhalten, als bei Anwendung einer Anzahl hintereinander verbundener kleiner Elemente; selbst wenn in beiden Fällen die Intensität des Stromes während seines continuirlichen Verlaufes dieselbe ist [2]).

In gleicher Weise geht der Ton, den der sich bewegende Hammer des Wagner'schen Apparates in Folge seiner Oscillationen erzeugt, in die Höhe, wenn man statt den Strom eines Grove'schen Elementes, deren sechs hintereinander verbundene zur Bewegung des Hammers verwendet, dabei aber durch Einschaltung von Widerständen in den Schliessungskreis die Stromintensität constant erhält [3]).

Bei gleicher Intensität des magnetisirenden Stromes ist nämlich die elektromotorische Kraft des Extrastromes, welcher in der Magnetisirungsspirale des Magnetes erregt wird, der den Wagner'schen Hammer oder den Schreibstift des Morse'schen Telegraphen bewegt, beim Schliessen des Stromkreises zwar jedesmal dieselbe; da indess bei Anwendung mehrerer hintereinander geschlossener Elemente statt eines grossen Elementes der Widerstand der Schliessung grösser ist, so wird seine Intensität und die durch ihn bewirkte Schwächung des Hauptstromes geringer. Der Magnet wird also bei Anwendung einer vielpaarigen Säule ein gewisses, zur Bewegung des Schreibstiftes oder Hammers erforderliches Quantum von

[1]) Vergl. auch Wartmann, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XIX, p. 257. 1847.* — [2]) Hipp, Mitth. der naturf. Gesellsch. in Bern. 1855. S. 190.* — [3]) Beetz, Pogg. Ann. Bd. CII, S. 557. 1857.*

Magnetismus in kürzerer Zeit erreichen, als bei nur einem Element. — Der beim Oeffnen der Schliessung erzeugte Extrastrom kommt hier nicht in Betracht, da eben die Leitung bei seiner Ausbreitung unterbrochen ist.

Die verschiedene Verminderung der Intensität des magnetisirenden Stromes durch den Extrastrom zeigte Beetz auch durch einen messenden Versuch: Er leitete den Strom eines Grove'schen Elementes oder einer aus sechs solchen Elementen zusammengesetzten Säule durch eine kurze Spirale von $0{,}5^{mm}$ dickem Kupferdrath und schaltete in beiden Fällen in den Schliessungskreis stets einen solchen Widerstand ein, dass die an einem Spiegelgalvanometer gemessene Intensität des Stromes in demselben bei ununterbrochener Schliessung dieselbe war. Wurde nun der Strom oftmals durch ein durch ein Uhrwerk getriebenes Zahnrad (200 Mal in der Secunde) unterbrochen, so subtrahirte sich jedesmal der Extrastrom von dem magnetisirenden Strom, und die Intensität desselben ergab sich am Galvanometer (in Scalentheilen):

	1 Element.	6 Elemente.
Spirale ohne Eisenkern	6,2	7,5
„ mit Eisenkern	2,5	5,8

Bei Vermehrung der Zahl n der Unterbrechungen wächst der Einfluss der Extraströme, so dass Beetz dann folgende Ablenkungen am Galvanometer erhielt:

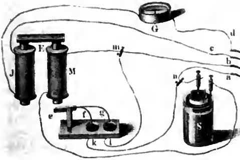
	1 Element.		6 Elemente.	
	$n=170$	$n=250$	$n=170$	$n=250$
Spirale mit Eisenkern	1,2	0,5	2,6	2,4
„ ohne Eisenkern	2,5	2	3,4	3

699 Eine genauere Untersuchung der Zeit, welche der Magnetismus eines Elektromagnetes bei verschieden langen Schliessungskreisen braucht, um bis zu einer gewissen Grösse anzusteigen, ist von Beetz l. c. vorgenommen worden.

Die Schenkel eines Elektromagnetes E (Fig. 309) wurden mit zwei Drathspiralen bedeckt, von denen die eine M als Magnetisirungs-, die andere J als Inductionsspirale diente. Auf die Axe einer Centrifugalmaschine wurde nun ein aus zwei Elfenbeincylindern A und B bestehender Commutator gesteckt. Auf die Elfenbeincylinder waren oben und unten Messingplatten geschraubt, von denen schmale Fortsätze in die freie Elfenbeinfläche hineinragten. Eine an dem einen Theil A unterhalb angebrachte Gradtheilung, der ein Strich auf der oberen Seite von B entsprach, gestattete, die Cylinder um ein Bestimmtes gegeneinander zu drehen. Auf A und B schleiften je zwei Federn, a, b und c, d, von denen a und b den aus einem oder mehreren Elementen S und der Spirale M bestehenden Schliessungskreis, c und d den die Inductionsspirale J und das Galvanometer G enthaltenden Kreis schlossen, wenn sie gleichzeitig auf die Messingplatten und die von diesen ausgehenden Metallfortsätze auf den Elfenbeincylindern traten. Dreht man nun die Cylinder A und B, und verstellt sie so, dass

die Federn *cd* bei der Drehung von *A* und *B* um ein Bestimmtes später auf die Metallfortsätze von *A* treten, als die Federn *a* und *b* auf die Fortsätze von *B*, so wird der Stromkreis *JGdc* etwas später geschlossen als der Kreis *SabM*, nnd der Ausschlag des Galvanometers giebt die Intensität des Inductionsstromes einige Zeit nach der Schliessung des primären Stromes während der Zeit an, dass Feder *c* auf dem Metallfortsatz von *A* schleift. — Damit indess beim Weiterdrehen nicht der Stromkreis durch Abgleiten der Feder *b* von dem Metallfortsatz von *B* wiederum geöffnet

Fig. 309.



werde, wodurch in *J* ein neuer Strom inducirt würde, bringt Beetz unter dem, die Spirale *M* trageuden Schenkel des Magnetes einen Hebel an, der einerseits den Eisenanker *e*, andererseits die Dräthe *f* und *g* trägt, von denen *f* beständig in Quecksilbernapf *k* taucht, *g* dicht über dem Quecksilber des Napfes *l* schwebt. *k* und *l* sind mit den Punkten *m* und *n* der Stromesleitung der Säule metallisch verbunden. Sobald nun beim Drehen des Cylinders *B* der Strom von *S* geschlossen wird, wird Anker *e* vom Magnet angezogen, *g* taucht in das Quecksilber in *l* ein, und der Stromkreis der Magnetisirungsspirale bleibt auch, wenn bei der weiteren Drehung des Commutators die Feder *b* wieder auf Elfenbein übertritt, auf der Bahn *MSnkfglmM* geschlossen. — Kennt man die Anzahl Grade, um die Cylinder *B* gegen Cylinder *A* verstellt ist, so wie die Umdrehungsgeschwindigkeit der Cylinder, welche durch den Ton bestimmt wurde, den eine Feder gab, welche an dem Rand eines auf die Drehungsaxe aufgesetzten Zahnrades schleifte, so weiss man, um welche Zeit *t* der Inductionskreis später als der primäre, magnetisirende Kreis geschlossen ist. — Wurden nun in den Inductionskreis verschiedene Längen *l* von Drath (in Viertelstunden Telegraphendrath) eingeschaltet, so ergab sich die Intensität des Inductionsstromes:

t.	$l = 0.$	1.	2.	3.	10.
0 Sec.	32,5	8,1	5	2,2	0,6
0,0035	8,2	2,2	1,2	0,8	0,3
0,0069	4,0	0,8	0,7	0,6	0,2
0,0208	0,9	0,5	0,3	0,2	0,1

Je grösser also der Widerstand des inducirten Kreises ist, desto schneller erreicht die Intensität des Inductionsstromes einen bestimmten kleinen Werth. Bildet sich derselbe also als Extrastrom in der primären Schliessung selbst, so wird die Intensität des primären Stromes um so schneller bis zu einem gewissen Theil ihres Maximums anwachsen, je grösser der Widerstand seiner Schliessung ist.

700 Auch bei Anwendung verschiedener Eisenkerne hat Beetz durch quantitative Messungen den verschieden schnellen Verlauf der Inductionsströme näher verfolgt, welcher durch die schon erwähnten Versuche auf indirectem Wege dargethan worden ist. Der Strom einer Säule S (Fig. 310 u. 311) wurde vermittelst einer Poggendorff'schen Wippe W (vergl. Thl. I. §. 306) durch einen Rheostat R_I geleitet

Fig. 310.

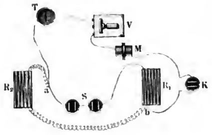
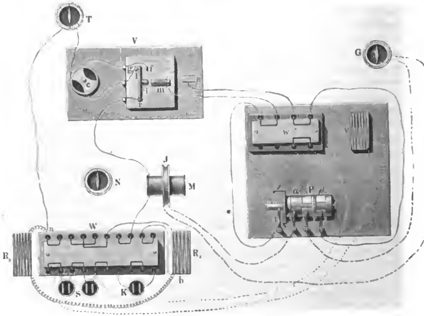


Fig. 311.



und theilte sich bei a und b in zwei Zweige [1]). Der eine derselben enthielt einen Rheostat R_2, der andere eine in der Ostwestrichtung liegende Magnetisirungsspirale M, die Tangentenboussole T und eine besondere Vorrichtung V, durch welche in einem bestimmten Augenblick der Strom unterbrochen werden konnte. Dieselbe bestand aus einem kleinen Elektromagnet m, welcher durch den Strom einer besonderen Säule s in jenem Augenblick erregt wurde und dann den Anker q anzog, welcher an der, um die Axe r drehbaren Metallfeder rl befestigt war. Die Axe r war mit dem einen Ende der, durch die Spirale M gehenden Leitung der Säule S verbunden; zwei dem Ende l der Feder rl gegenüber stehende Metallspitzen f und g konnten durch den Commutator c abwechselnd mit dem anderen Ende derselben verbunden werden. Geschah dies bei Spitze g, gegen welche die Feder rl in ihrer Ruhelage gegendrückte, so wurde bei der Erregung des Magnetes m der Stromkreis $S a T V M b$ der Säule durch Anziehung des Ankers q geöffnet; geschah dies bei der Spitze f, so wurde dabei rl gegen f gegengedrückt, und der Stromkreis geschlossen. — Die Säule s konnte durch eine Wippe w mit dem Commutator P verbunden werden, dessen Einrichtung ganz analog der des in §. 699 beschriebenen ist. Auf eine Metallaxe sind zwei Elfenbeincylinder α und β geschoben, die beide an ihrem äusseren Ende mit metallenen Ringen eingefasst sind, von denen schmale Fortsätze auf das Elfenbein übergreifen. Die Breite dieser Fortsätze betrug bei α 5°, bei β 10°. Der Metallring von β ist mit der Axe verbunden. Gegen diese so wie gegen β schleifen die Federn 1 und 2, gegen α die Federn 3 und 4. Die Federn 1 und 2 sind durch die Wippe w mit der Säule s verbunden. Die Federn 3 und 4 stellen die Verbindung einer schmalen, auf die Magnetisirungsspirale M aufgeschobenen Inductionsspirale I und des Spiegelgalvanometers G her, sobald Feder 4 auf den Metallfortsatz des Elfenbeincylinders α auftritt. Die den Commutator P tragende Axe wird vermittelst einer Centrifugalmaschine in Rotation versetzt, und ihre Geschwindigkeit durch den Ton der Feder z bestimmt, welche gegen das auf die Axe aufgesetzte Zahnrad x gegenschlägt.

Der Gang der Versuche war nun wesentlich folgender: Zuerst wurde durch Einstellung der Rheostaten R_1 und R_2 bewirkt, dass die an der Tangentenboussole T abgelesene Intensität I des magnetisirenden Stromes einen bestimmten Werth hatte. — Da sich aber beim Oeffnen und Schliessen des Stromes in der Spirale M ein Extrastrom bildet, der sich zu ihm addirt oder subtrahirt, so musste, damit die Intensität desselben stets jenem Strom proportional blieb, bei der Regulirung der Intensität I durch die Rheostaten R_1 und R_2 der Widerstand der Zweige $a R_2 b$ und $a R_1 b$ (Fig. 310) stets im entgegengesetzten Sinne gleichmässig geändert werden, damit der Gesammtwiderstand dieser nebeneinander vom Extrastrom durchflossenen Leiter unverändert blieb. — Um dies zu prüfen,

[1]) Beetz, Pogg. Ann. Bd. CV, S. 497. 1858.*

wurden vor jedem Versuch vermittelst der Wippe (sie wird so umgeschlagen, dass ihre in der Figur oberhalb gezeichneten Haken in die unter ihnen befindlichen Löcher tauchen) die zwei Elemente der Säule *S* gegeneinander verbunden, dass ihr Strom sich aufhob, und in den Zweig *aTVMb* ein besonderes Element *K* eingeschaltet. Der Ausschlag der Boussole *T* musste dann in allen Fällen constant sein. So lange die Säule *S* nicht durch den Apparat *V* geschlossen war, wurde sie vermittelst der zweiten Wippe *w* mit dem Drath *v* verbunden, dessen Widerstand dem ihrer nachherigen Schliessung nahezu gleich war. Dadurch wurden die durch die Polarisation verursachten Schwankungen ihrer elektromotorischen Kraft vermieden.

Es wurden nun die beiden Hälften α und β des Commutators *P* um einen an der Theilung genau messbaren Winkel gegeneinander gedreht und ihm eine bestimmte Drebungsgeschwindigkeit ertheilt.

Nun wurde durch Umschlagen der Wippe *w* die Verbindung von *S* mit *v* aufgehobeu und die Schliessung des die Säule *S* cuthaltenden Kreises durch Zurückschlagen der Wippe *W* (so dass die unterhalb gezeichneten Haken derselben in die unter ihnen befindlichen Löcber tauchen), hergestellt. Es wurde nun der Commutator *P* in Rotation versetzt. Dadurch wurde der die Säule *s* und die Magnetisirungsspirale des Elektromagnetes *m* enthaltende Schliessungskreis geschlossen, sobald Feder 2 auf den Metallfortsatz des Elfenbeincylinders β trat. Magnet *m* wurde erregt, er zog Anker *q* an und öffnete oder schloss je nach der Stellung des Commutators *c* den die Magnetisirungsspirale *M* durcbfliessenden Strom der primären Säule *S*. Bei weiterer Drebung des Commutators *P* wurde daun aucb die Inductionsspirale *I* durch die Federn 3 und 4 mit dem Galvanometer *G* verbunden. Die Zeit zwischen der Schliessung des Stromkreises der Säule *s* uud der Spirale *I* ergab sich aus der Drebungsgeschwindigkeit von *P* und der Stellung der Elfenbeincylinder α und β. Sie wurde um je 0,00195 Secunden verlängert, wenn dieselben um 5^0 weiter gegeneinander verschoben wurdeu. — Da indess der Magnet *m* eine gewisse Zeit brauchte, um seinen Magnetismus so viel zu ändern, dass sich der Anker *q* bewegte und den Stromkreis der Säule *s* öffnete oder schloss, so musste diejenige Stellung der Scheiben α und β des Commutators *P* als Nullstellung betrachtet werden, bei welcher bei obigem Verfahreu eben ein Inductionsstrom auftrat. — In Folge der Breite des Metallfortsatzes auf α vermittelten die Federn 3 und 4 den Durchgang des Inductionsstromes für etwa 0,00195 Secunden. Da der Fortsatz auf β breiter war, als der auf α, so konnte stets bewirkt werden, dass die Feder 2 auf den Fortsatz auf β eher auftrat oder später von demselben abglitt, als Feder 4 auf den Fortsatz auf α. Es konnte auf diese Weise mit Sicherheit verhütet werden, dass nicbt etwa gleichzeitig ein in *I* erregter Schliessungs- und Oeffnungsinductionsstrom zum Galvanometer gelangte.

Die Versucbe wurden erst angestellt, ohne dass in der Spirale *M* cin Eisenkern lag, sodann nach dem Einlegen eines solchen. Das jedes-

malige magnetische Moment der Spirale mit oder ohne Eisenkern wurde durch die Ablenkung einer ihrem Ende gegenübergestellten Magnetnadel N bestimmt.

Als Eisenkerne wurden benutzt:

1) ein massiver Eisencylinder;
2) ein Bündel von 1000 ausgeglühten Eisendräthen;
3) und 4) ein ganzer und ein der Länge nach aufgeschlitzter Flintenlauf;
5) ein Papierrohr, gefüllt mit Eisenfeilen, welche durch Glühen und Schütteln mit einer Harzlösung mit einer isolirenden Schicht überzogen waren;
6) ein Papierrohr, gefüllt mit runden Eisenblechscheiben. — Alle diese Kerne hatten 14,5 Centimeter Länge und 24 Millimeter Durchmesser;
7) und 8) Eisenstäbe von 14,5 Centimeter Länge und respective 12 oder 2 Millimeter Durchmesser;
9) Eisenstäbe von 29 Centimeter Länge und 24 Millimeter Durchmesser;
10) Eisendrathbündel, 7 Centimeter lang, 24 Millimeter dick.

Ausser den in den einzelnen Zeiten nach dem Schliessen oder Oeffnen des primären Stromes in Spirale I inducirten „Partialströmen" wurde dann auch der totale inducirte Strom oder „Integralstrom" gemessen, welcher erhalten wurde, während die Federn beständig auf den Metallstücken des nunmehr ruhenden Commutators P auflagen und der magnetisirende Strom geöffnet oder geschlossen wurde. Bei der Vergleichung der verschiedenen Eisenkerne wurde die Intensität des magnetisirenden Stromes so gewählt, dass diese Integralströme möglichst gleich waren, die Kerne also gleiche magnetische Momente nach längerer Schliessung erhielten. Die Differenz der in den einzelnen Zeiten bei den Versuchsreihen inducirten Partialströme mit und ohne Einlage des Eisenkernes in die Magnetisirungsspirale geben ein Maass für die Veränderung des Magnetismus der Eisenkerne in diesen Zeiten. Beim Schliessen des magnetisirenden Stromes entspricht also ihre von Anfang der Magnetisirung bis zu einem bestimmten Zeitpunkt gezählte Summe dem magnetischen Moment des Eisenkernes zu demselben Zeitpunkt; beim Oeffnen des Stromes entspricht die Differenz des beim völligen Verschwinden des Magnetismus inducirten Integralstromes und der Summe der vom Zeitpunkt des Oeffnens an bis zu einer anderen Zeit gezählten Partialströme dem magnetischen Moment in jener Zeit. Es ergaben sich folgende Resultate:

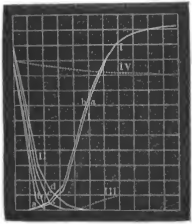
1) Der ohne Einlegen eines Eisenkernes in die Spirale M in der umgebenden Inductionsspirale bei der Oeffnung des primären Stromes erhaltene Inductionsstrom dauert unmessbar kurze Zeit, wie dies schon Helmholtz (§. 667) gefunden. Derselbe zeigt gleiche Intensität, mag die Feder 4 auf dem unter ihr befindlichen Metallfortsatz nach dem Oeffnen des primären Stromes 1^0 oder 5^0 durchlaufen.

2) Der beim Schliessen inducirte Strom steigt in 10 bis 12 Tausendstel Secunden bis zu einem Maximum an und fällt dann, namentlich bei einer längeren Spirale mit vielen Windungen langsam ab. — Der beim Oeffnen oder Schliessen erhaltene Integralstrom ist indess unter gleichen Umständen in beiden Fällen gleich, wie auch die Versuche von Edlund (§. 589) und Rijke (§. 671) für die Extraströme ergeben (vgl. §. 664).

3) Legt man einen Eisenkern in die Spirale, welcher ganz in sie hineinpasst, so ist das Ansteigen der bei der Schliessung inducirten Partialströme und des Magnetismus der Kerne fast dasselbe bei Anwendung verschiedener Eisenkerne. Die Curven I *a* und *b*, Fig. 312, stellen auf diese Weise den Magnetismus eines massiven Eisenkernes und Drathbündels dar. Die Abscissen bezeichnen die Zeiten von Anfang der Schliessung an, die Ordinaten die am Ende derselben sich ergebenden magnetischen Momente der Eisenkerne. Es ist also der Verlauf des Ansteigens im Wesentlichen durch den in der Magnetisirungsspirale inducirten Gegenstrom, viel weniger durch die in der Masse der Eisenkerne selbst inducirten Ströme oder die zur magnetischen Einstellung ihrer Moleküle erforderliche Zeit bedingt.

4) Beim Oeffnen fällt der Magnetismus der Kerne verschieden schnell ab, ganz wie es auch Dove angegeben hat. — Drathbündel und Röhren voll Eisenfeilen verlieren fast augenblicklich, ein aufgeschlitzter Flintenlauf (*a*), in dessen Masse sich nur schwache Inductionsströme bilden können, ziemlich schnell, eine Papierröhre voll Blechscheiben (*b*) langsamer, und ein in sich geschlossener Flintenlauf (*c*) oder massive Eisenkerne (*d*) noch langsamer ihren Magnetismus. Die Curven II. *a* bis *d* Fig. 312 verzeichnen die magnetischen Momente dieser verschiedenen Kerne zu verschiedenen Zeiten nach Oeffnung des magnetisirenden Stromes.

Fig. 312.



5) Wurde die schmale Inductionsspirale *I* über verschiedene Stellen eines ganz in die Magnetisirungsspirale hineinpassenden, aus einzelnen Blechscheiben gebildeten Kernes geschoben, so war trotz des Mangels an Continuität im Kern die Zeit zum Entstehen des Magnetismus an der Mitte und am Ende gleich.

6) Befinden sich die Magnetisirungsspirale und Inductionsspirale auf verschiedenen Stellen des Eisenkernes, z. B. auf den beiden Schenkeln eines grossen Elektromagnetes, so vergehen nach dem Oeffnen

des magnetisireuden Stromes erst einige Momente, bis der entstehende Inductionsstrom das Verschwinden des Magnetismus im anderen Schenkel anzeigt; ebenso vergehen, wenn die Spiralen auf die beiden Enden eines 58^{Ctm} langen, 24^{mm} dicken Eisenstabes geschoben sind, wohl 8 Tausendstel Sekunden nach der Schliessung des magnetisirenden Stromes, ehe der Inductionsstrom anzeigt, dass auch das der Magnetisirungsspirale ferner liegende Ende des Stabes Magnetismus annimmt. Die Curven III und IV zeigen in diesen beiden Fällen das Verschwinden und Anwachsen des Magnetismus.

Es vergeht also eine gewisse Zeit, bis die an einer Stelle eines Stabes erzeugten Veränderungen des magnetischen Momentes seiner Theilchen auch auf andere, in der Richtung seiner Axe ferner liegende Theilchen desselben sich ausdehnen.

Dies tritt noch weit mehr hervor, wenn die Continuität der Eisenmasse in der Richtung ihrer magnetischen Axe gestört ist, wenn also z. B. die Magnetisirungsspirale auf ein Drathbündel geschoben ist, in welchem keine peripherischen Ströme inducirt werden, und welches fast augenblicklich beim Oeffnen des Stromes seinen Magnetismus verliert; die Inductionsspirale aber auf eine mit flachen Blechscheiben gefüllte Papierröhre geschoben ist, welche mit ihrer einen Endfläche gegen die Endfläche des Drathbündels gegengelegt ist. Hier vergeht eine bedeutende Zeit nach Schliessung des Stromes, ehe der Inductionsstrom die Magnetisirung der Bleche anzeigt. — Legt man gegen das Ende des, mit der Magnetisirungsspirale umgebenen Drathbündels aufgeschnittene oder ganze Flintenläufe oder auch Drathbündel, und schiebt auf sie die Inductionsspirale, so ist auch zum Verschwinden des Magnetismus nach dem Oeffnen des Stromkreises der Magnetisirungsspirale eine geraume Zeit erforderlich. Bei den vollen und aufgeschnittenen Flinten äufen sind die Inductionswirkungen gleich; ein Beweis, dass die peripherisch in der Eisenmasse inducirten Ströme keinen Einfluss auf die Erscheinung haben; bei dem Drathbündel, welches schwerer ist als die Flintenläufe, und in welchem mehr einzelne, nebeneinander liegende magnetisirte Moleküle nach Aufhebung des magnetisirenden Stromes aufeinander einwirken, verschwindet der Magnetismus schneller, so dass also die Vertheilung der Masse von wesentlichem Einfluss auf diese Erscheinung ist.

Nach diesen Resultaten können wir die Verzögerung der Magnetisirung eines Eisenkernes in einer, ihn ganz bedeckenden Spirale fast ausschliesslich auf die in letzterer entstehenden Extraströme zurückführen. Bezeichnen wir die Intensität des den Eisenkern magnetisirenden Stromes mit i, seinen Magnetismus in jedem Moment mit y, so wird, indem derselbe in dem Zeitelement dt um dy zunimmt, in der den Kern umgebenden Spirale ein Inductionsstrom von der Intensität $-\alpha \frac{dy}{dt}$ inducirt, wo α eine Constante ist. Die Intensität des den Kern magnetisirenden 701

Stromes ist demnach jetzt $i - \alpha \frac{dy}{dt}$. Ist μ eine zweite Constante, so ist also:

$$y = \mu \left(i - \alpha \frac{dy}{dt}\right) \text{ oder } y = \mu i \left(1 - e^{-\frac{t}{\alpha\mu}}\right).$$

Es nimmt also der Magnetismus nach dem Gesetz einer logarithmischen Curve zu. Wirkt der Eisenkern während der Zeit t auf eine Magnetnadel, deren Oscillationsdauer gegen t gross ist, so ist die gesammte auf sie wirkende ablenkende Kraft proportional

$$A = \int_0^t y\,dt = \mu i t - \mu^2 i \alpha \left(1 - e^{-\frac{t}{\alpha\mu}}\right).$$

Wären keine Inductionsströme aufgetreten, so wäre die gesammte ablenkende Kraft proportional $\mu i t$ gewesen. Sie ist also bedeutend kleiner durch Einfluss der ersteren. Wird der magnetisirende Stromkreis geöffnet, nachdem der Magnetismus des Eisenkernes zu dem Werth $\mu i t$ angewachsen ist, so können nachher in ihm keine Extraströme entstehen. Nehmen wir an, im Eisenkerne selbst entständen keine Inductionsströme, wie z. B. bei Anwendung eines Bündels dünner Dräthe, so verschwände der Magnetismus plötzlich. Wird aber nach dem Oeffnen die Magnetisirungsspirale durch einen Drath geschlossen, so dass der neue Schliessungskreis denselben Widerstand wie früher hat, so würde bei der Abnahme des Magnetismus y in demselben ein Strom $\alpha \frac{dy}{dt}$ inducirt, der wiederum den Magnetismus $\alpha\mu \frac{dy}{dt}$ im Eisenkern erzeugte; so dass also $y = -\alpha\mu \frac{dy}{dt}$ wäre. Da nun für $t = 0$, $y = \mu i t$ ist, so folgt $y = \mu i e^{-\frac{t}{\alpha\mu}}$, und der ganze Magnetismus während der Zeit t

$$B = \int_0^t y\,dt = \mu^2 i \alpha \left(1 - e^{-\frac{t}{\alpha\mu}}\right).$$

Würden also die beim Schliessen des inducirenden Stromes und beim Oeffnen desselben in der soeben angegebenen Weise erzeugten Magnetismen gemeinschaftlich während der Zeit t auf die Magnetnadel wirken, so wäre die Einwirkung proportional $A + B = \mu i t$, also ebenso gross, als wenn der magnetisirende Strom während der Zeit t mit der unveränderlichen Intensität i gewirkt hätte. — Die chemische Wirkung der Inductionsströme, welche durch das Ansteigen und Verschwinden des Magnetismus inducirt werden, ist proportional A und B, so dass für dieselbe die gleichen Betrachtungen gelten.

Man kann sich von den abgeleiteten Resultaten überzeugen, wenn man vor einem, in eine Drathspirale gelegten Eisenkern eine Magnetnadel

aufstellt, durch die Spirale einen Strom leitet und ihn oft durch einen Interruptor unterbricht. Die Ablenkung der Nadel würde ohne Einwirkung der Inductionsströme von der Drehungsgeschwindigkeit unabhängig sein; sie nimmt aber bei Zunahme derselben ab, wie auch Formel *A* ergiebt. Richtet man den Interruptor aber so ein, dass in dem Moment, wo die Metallfeder, welche die Verbindung der Magnetisirungsspirale mit der Säule vermittelt, von den Metalleinlagen des Interruptors abgleitet, auf dieselben eine zweite Feder tritt, welche die Magnetisirungsspirale mit einer neuen Schliessung verbindet, deren Widerstand gleich dem der Säule ist, so findet die Abnahme nicht statt. Dagegen ist hier wie im anderen Falle die Quantität der in der Säule zersetzten Stoffe in gleicher Weise vermindert, da auch hier der Oeffnungsextrastrom die Säule nicht durchfliesst. Indess darf doch die Drehung nicht allzu schnell erfolgen, denn sonst ist während der Zeit der ersten Verbindung der Inductionsspirale mit der Säule die Intensität des magnetisirenden Stromes und der durch ihn erzeugte Magnetismus noch nicht bis zum Maximum angewachsen, und die Wirkung fällt zu klein aus [1]).

Die hier behandelten Principien finden eine wichtige Anwendung bei 702
der Construction elektromagnetischer Bewegungsmaschinen und Chronoskope.

Aus den erwähnten Gründen muss man nämlich überall da, wo es sich um schnelle Erregung eines Elektromagnetes handelt, die Erzeugung intensiver Extraströme zu verhindern suchen. Man wird daher den Magnet mit einem langen dünnen Drath umwickeln und den Strom durch eine vielpaarige Säule erregen; man wird den Magnet durch ein Drathbündel ersetzen oder durch ein Eisenrohr, welches der Länge nach aufgeschlitzt ist. Solcher Magnete bedient man sich z. B. häufig bei der Construction elektromagnetischer Telegraphen.

[1]) Koosen, Pogg. Ann. Bd. LXXXVII, S. 514. 1852.* — Eine Reihe von Versuchen von Thalen (Pogg. Ann. Bd. CXII, S. 125. 1861*), die Abhängigkeit der Dauer der Inductionsströme eines Ruhmkorff'schen Apparates von der Schnelligkeit der Unterbrechung des inducirenden Stromes nach Entfernung des Eisenkernes vermittelst der von Weber (§. 219) angegebenen Methode zu bestimmen, hat nur das qualitative Resultat gegeben, dass erstere Dauer mit der Schnelligkeit der Unterbrechung abnimmt. Es ist sehr schwierig, die Zeit zu bestimmen, während welcher letztere geschieht.

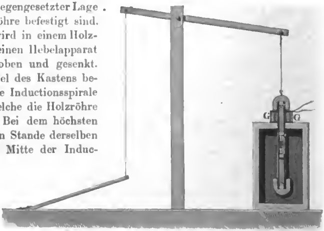
Viertes Capitel.

Magnetoelektrische und Elektromagnetische Inductionsapparate.

I. Magnetoelektrische Inductionsapparate.

703 In vielen Fällen, namentlich bei Widerstandsbestimmungen, ist es wünschenswerth, zu bestimmten Zeiten Ströme von ganz constanter Intensität verwenden zu können. Hierzu dienen sehr gut die magnetoelektrischen Ströme, welche zu dem angeführten Zwecke durch einen früher schon von Gauss nnd Weber [1]) angewandten und neuerdings von Weber [2]) verbesserten Inductor erhalten werden können. Der letztere Inductor besteht aus zweien cylindrischen Magnetstäben ns und $n's'$, Fig. 313, von 300^{mm} Länge und 15^{mm} Dicke, welche in einem Abstand von 150^{mm} in entgegengesetzter Lage in einer Holzröhre befestigt sind. Diese Röhre wird in einem Holzkasten durch einen Hebelapparat mit Tritt gehoben und gesenkt. Auf dem Deckel des Kastens befindet sich eine Inductionsspirale *G G*, durch welche die Holzröhre hindurchgeht. Bei dem höchsten und niedrigsten Stande derselben entspricht die Mitte der Induc-

Fig. 313.



[1]) Gauss und Weber, Resultate des magn. Vereins 1838. S. 86.* — [2]) Weber. Elektrodyn. Maassbest. Thl. II, S. 335.*

tionsrolle der Mitte des untersten oder obersten Magnetes. Durch abwechselndes Heben der Röhre mittelst Auftretens auf den Tritt am Hebel und Niederlassen derselben kann man in bestimmten Momenten Inductionsströme von entgegengesetzter Richtung erhalten.

Man hat ferner vielfach versucht, durch Benutzung der Inductions- 704
wirkungen von Stahl- oder Elektromagneten auf Drathspiralen inducirte Ströme von bedeutender elektromotorischer Kraft hervorzurufen, welche theils zu wissenschaftlichen, theils zu praktischen Zwecken verwendet wurden. — Wir beschreiben zuerst die wichtigsten Apparate, bei denen durch Stahlmagnete inducirte Ströme erzeugt werden; die wichtigsten der sogenannten Magnetelektrisirmaschinen.

Die ältesten Maschinen dieser Art waren von Pixii [1]) construirt. Ein vertical mit seinen Schenkeln nach oben gestelltes Hufeisen von weichem Eisen diente als Anker. Seine Schenkel waren mit Drathspiralen umgeben. Ueber denselben rotirte ein hufeisenförmiger Stahlmagnet um eine verticale Axe, so dass seine Pole bei den Endflächen des Ankers vorbei rotirten. Die in den Spiralen bei der Rotation des Magnetes inducirten und abwechselnd gerichteten Ströme konnten vermittelst eines, durch die Maschine selbst bewegten Commutators in gleicher Richtung in den mit dem letzteren verbundenen Schliessungskreis eingeführt werden.

Mit dieser Maschine hat man Wasser zersetzt, so wie alle übrigen Wirkungen der galvanischen Ströme auch an den Inductionsströmen nachgewiesen [2])

Später wurde diese Maschine abgeändert von Ritchie [3]), Saxton [4]), Clarke [5]), Petrina [6]), von Ettingshausen [7]) und Anderen. Bei allen diesen Einrichtungen hat man Anker, welche aus einem mit Drathspiralen umgebenen Hufeisen bestehen, vor dem ruhenden hufeisenförmigen Stahlmagnet rotiren lassen, und zwar in zwei verschiedenen Arten; einmal wie bei der Saxton'schen Maschine (Fig. 315 a. f. S.), um eine den Schenkeln des horizontal liegenden Magnetes parallele und zwischen ihnen liegende Axe, so dass die Endflächen der Schenkel des Ankers in einer gegen die Ebene der Schenkel des Magnetes senkrechten Ebene bei seinen Polen vorbeigingen; sodann, wie bei der Maschine von Ettingshausen, Clarke, Fig. 314, a. f. S. u. s. f. um eine gegen die Ebene der Schenkel des Magnetes verticale

[1]) Pixii, Ann. de Chim. et de Phys. T. L, p. 322. 1832*. Schon früher hatte Dal Negro, Phil. Mag. [3] Bd. I, S. 45. 1832*, eine solche Maschine construirt. — [2]) Hachette, ibid. T. LI, p. 72;* Ampère, ibid. p. 76. 1832;* Pogg. Ann. Bd. XXVII, S. 390 bis 398.* — [3]) Ritchie, Phil. Trans. 1833, pl. II, p. 320;* Pogg. Ann. Bd. XXXII, S. 539;* Phil. Mag. Vol. VIII, p. 455. 1836;* Pogg. Ann. Bd. XXXIX, S. 406.* — [4]) Saxton, Phil. Mag. Vol. IX, p. 360. 1836* (schon 1833 construirt); Pogg. Ann. Bd. XXXIX, S. 401.* — [5]) Clarke, Phil. Mag. Vol. IX, p. 262. 1836;* Pogg. Ann. Bd. XXXIX, S. 404.* — [6]) Petrina, Pogg. Ann. Bd. LXIV, S. 58. 1845;* und Magnetoelektrische Maschine etc. Linz 1844. — [7]) Ettingshausen, Gehler's Wörterb. Bd. IX, S. 122. 1838.*

Axe neben den Magnetpolen. Bei der Maschine von Ettingshausen waren ausserdem noch auf die Polenden des horizontal liegenden Magne-

Fig. 314.

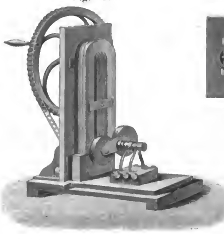
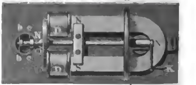


Fig. 315.



tes, unter denen der Anker um eine verticale Axe rotirte, einige hufeisenförmige magnetisirte Stahllamellen vertical aufgesetzt, um die Polarität der ersteren zu verstärken. — Bei der Maschine von Saxton, Fig. 315, waren die Enden der Inductionsspiralen *D* auf den Ankern mit zwei, auf die Rotationsaxe isolirt aufgesetzten Metallringen *b* und *c*, Fig. 316, verbunden, von denen der eine eine runde Metallplatte, der andere zwei diametral einander gegenüberstehende Spitzen trug. Der Rand der Metallplatte sowie die Enden der Spitzen tauchten in einen Quecksilbernapf. Bei der Rotation des Ankers vor den Magnetpolen ändert sich sein magnetisches Moment und dieser Aenderung proportional werden in den, den Anker umgebenden Inductionsspiralen *D* Ströme inducirt. Dieselben haben also nahezu die grösste elektromotorische Kraft, wenn sich der Anker in der Ebene der Schenkel des Magnetes befindet. Stellt man daher den Metallring *b* mit den Spitzen so, dass dieselben sich aus dem Quecksilber heben, während der Anker gerade durch jene Lage hindurchgeht, so erhält man einen lebhaften Oeffnungsfunken. Theilt man den Quecksilbernapf in zwei getrennte Abtheilungen, in welche die Scheibe *c* und die Spitzen *b*, eintauchen, und verbindet die Abtheilungen durch Handhaben mit den Händen, so erhält man beim Heraustreten der Spitzen aus dem Quecksilber eine Erschütterung, welche durch den, bei Unterbrechung des Inductionsstromes erzeugten Extrastrom hervorgerufen ist [1]). — Bei den übrigen Maschinen ist meist auf die Rotationsaxe des Ankers ein Cylinder von Holz, Horn oder Elfenbein aufgeschoben, welcher auf seiner Oberfläche mit Metalleinlagen versehen ist, die mit den Enden der Inductionsspiralen verbunden

[1]) Eine Einrichtung, um bei dieser Maschine gleichgerichtete Ströme zu erhalten, s. Poggendorff. Pogg. Ann. Bd. XLV, S. 391. 1838.

sind. Gegen diese Einlagen schleifen bei der Drehung des Ankers Metallfedern, welche die Fortleitung der Inductionsströme in der einen oder anderen Weise vermitteln.

Fig 316.



Bei diesen Maschinen ist die elektromotorische Kraft des Stromes, welcher in den den Anker umgebenden Spiralen inducirt wird, um so grösser, je grösser in der Zeiteinheit die Aenderung des Magnetismus des Ankers bei der Rotation desselben ist. — Bei den Maschinen, bei welchen der Anker, wie bei der Saxton'schen Maschine, vor den Magnetpolen rotirt, dürfte es deshalb zweckmässig sein, die den Polflächen des Magnetes gegenüberliegenden Polflachen der Anker den ersteren etwa gleich zu machen, da dann der Anker nur einen Augenblick das Maximum des in ihm durch den Magnet erzeugten Magnetismus erlangt. — Die Maschinen, bei denen der Anker über oder unter den Magnetpolen rotirt, haben dagegen den Nachtheil, dass der Magnetismus der Anker auf ihrem ganzen Wege über der Fläche der Schenkel des Magnetes nur langsam wechselt und die Anker auch nur verhältnissmässig schwachen magnetisirenden Kräften ausgesetzt sind. Es findet also hierbei nur eine schwache Induction statt, die nur in den Momenten bedeutender wird, in denen die Eisencylinder der Anker von dem einen Schenkel zum anderen übergehen. Es werden die Maschinen in diesen Momenten bedeutendere physiologische Wirkungen äussern, als die anderen Maschinen, bei denen der Anker vor den Polen rotirt, und eine so plötzliche Aenderung der Magnetisirung nicht eintritt. — Je näher die Schenkel aneinander liegen, desto kürzer ist dieser Moment des Ueberganges, desto grösser die in demselben inducirte elektromotorische Kraft [1]).

Wir begnügen uns mit der genaueren Beschreibung der jetzt sehr 705
allgemein angewendeten Stöhrer'schen Magnetelektrisirmaschine, die indess an Zweckmässigkeit der Einrichtung noch durch die von Oertling nach Angabe von Dove construirte Maschine übertroffen werden dürfte. Wir werden deshalb weiter unten auch die Einrichtung dieser Maschine kurz andeuten.

1. Stöhrer's Maschine, Fig. 317, 318, 319 u. 320, a. f. S. Vor den Polen eines horizontal liegenden, aus mehreren Lamellen bestehenden, hufeisenförmigen Stahlmagnetes wird ein Anker durch einen Trieb, welcher auf seine in eisernen Spitzen laufende Axe aufgesetzt ist, vermittelst eines Schwungrades und eines Schnurlaufes in Rotation versetzt. Der Anker RR' des Magnetes besteht aus zwei cylinderförmigen, am besten ausgehöhlten und an der Seite aufgeschlitzten Eisenstäben, welche man zweckmässig durch Bündel von dünnem Eisendrath ersetzen kann. Diese Stäbe sind fest auf die Eisenplatte AA aufgeschraubt, die wiederum an der Rotationsaxe be-

[1]) Vgl. auch Sinsteden, Pogg. Ann. Bd. LXXVI. S. 524. 1849.*

festigt ist. Die Enden der letzteren laufen in Lagern, die sich durch

Fig. 318.

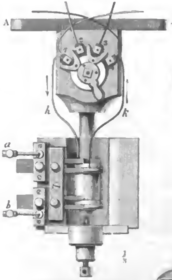


Fig. 317.

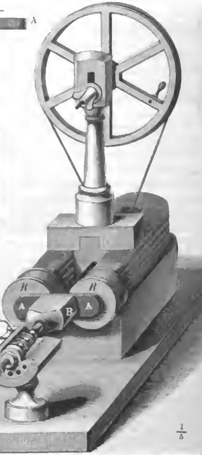
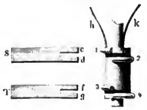


Fig. 319.



Schrauben verstellen lassen, so dass man den Anker den Endflächen des Magnetes beliebig nähern oder von denselben entfernen kann. Auf die Eisencylinder sind die Inductionsspiralen aufgesetzt, welche aus übersponnenem Kupferdrath gewickelt sind. Die Enden derselben (1, 2, 3, 4, Fig. 318) sind mit vier Kupferplättchen verbunden, welche auf ein, auf die Rotationsaxe aufgesetztes flaches Stück Holz B aufgeschraubt sind, und zwar so, dass die Plättchen 1 und 2

Fig. 320.



mit den einen, bei der Drehung des Ankers gleichartig elektrisirten, die Plättchen 3 und 4 mit den entgegengesetzt elektrisirten Enden der beiden Spiralen in Verbindung stehen, so dass also die Enden der einen Spirale in 1 und 3, die der anderen in 2 und 4 enden.

Auf dem Holzstück ist nun ein „Pachytrop" angebracht, durch den man die Ströme der Spiralen beliebig weiter leiten kann. Auf dem Holzstück dreht sich nämlich vor den Plättchen 1 bis 4 an einem Hebel eine Elfenbeinplatte, welche zwei gabelförmige Stücke Kupfer trägt. Diese schleifen auf den Plättchen und können je nach der Stellung des Hebels die Plättchen 1 und 2, 3 und 4 oder auch nur 2 und 3 miteinander leitend verbinden. Im ersteren Fall sind die Drathrollen auf dem Anker nebeneinander verbunden; im zweiten hintereinander.

Die in den beiden Spiralen auf dem Anker inducirten Ströme haben in jedem Augenblick der Drehung entgegengesetzte Richtung, da der eine Strom durch die Annäherung oder Entfernung des Ankers an den Nordpol, der andere durch den Südpol des Magnetes inducirt ist. Durch den Pachytrop werden deshalb die nicht einander entsprechenden Enden der Inductionsspiralen miteinander verbunden, damit jene Inductionsströme sich nicht aufheben. Von den Plättchen 1 und 4 führen nun zwei Dräthe k und h zu einem, auf die Rotationsaxe aufgesetzten Commutator (Fig. 319 und 320). Derselbe besteht aus zwei concentrischen und von einander isolirten Metallröhren m und n, welche auf die Rotationsaxe des Ankers isolirt aufgeschoben und mit den Dräthen k und h verbunden sind. Dieselben tragen halbkreisförmige, abgerundete, stählerne Wülste, von denen 1 und 4 auf die Walze n, 2 und 3 auf die Walze m gelöthet sind. Diese Wülste liegen einander gerade gegenüber. Gegen sie schleifen die gespaltenen Federn S und T, so dass ihre Enden c, d, f, g den Wülsten 1 bis 4 der Reihe nach entsprechen. Ist nun der Commutator so gestellt, dass beim Wechsel der Richtung der Inductionsströme in den Spiralen des rotirenden Ankers die Federn gerade von dem einen Wulst zu dem benachbarten übergehen, so bleibt in der zwischen denselben eingeschalteten Leitung die Stromesrichtung ungeändert [1]).

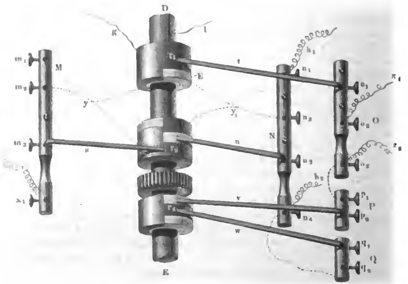
Die Maschine von Dove [2]) unterscheidet sich, abgesehen von einer 706
Aenderung des Pachytrops, namentlich durch besondere, sehr zweckmässige Einrichtungen des Commutators von der Maschine von Stöhrer. — Der eine vom Pachytrop kommende Leitungsdrath l (Fig. 321, a. f. S.) wird direct mit der metallenen Axe DE des Ankers selbst verbunden, der andere g mit einem auf dieselbe aufgesetzten metallenen, messingenen und vergoldeten Rade r_1, welches im Inneren mit Horn oder Elfenbein ausgelegt ist, so dass keine metallische Leitung zwischen demselben und der Axe stattfindet. Der

[1]) Einen ganz ähnlichen Commutator, dessen vorspringende Theile in Quecksilber tauchen, so wie einen anderen, bei welchem die alternirende Verbindung durch Federn vermittelt wird, ist schon früher (Pogg. Ann. Bd. XLV, S. 390, 1838*) angegeben worden. — [2]) Dove, Pogg. Ann. Bd. LVI, S. 251 u. flgde. 1842.*

Rand des Rades ist an einer Stelle bis zu seiner halben Peripherie ausgeschnitten und daselbst durch eingelegtes Elfenbein ersetzt. (Letzteres ist in der Figur hell gezeichnet.)

Ausserdem sind auf die Axe noch drei metallene Räder $r_2 r_3 r_4$ aufgesetzt, von denen r_2 und r_3 direct mit der Axe metallisch verbunden sind,

Fig. 321.



r_4 aber durch eingelegtes Elfenbein von derselben getrennt ist. Die Räder sind, wie es die Figur zeigt, mit Elfenbein ausgelegt.

Parallel der Axe DE sind auf Glasfüssen fünf horizontale Messingstäbe $MNOPQ$ aufgestellt, so dass M etwas tiefer als die Axe, N ein wenig höher, O, P und Q noch höher liegen. In diese Stäbe sind Löcher $m_1\, m_2\, m_3\, n_1 \ldots$ eingebohrt, in die sich vermittelst seitlicher Schrauben Metallfedern, wie z. B. in der Figur die Federn $s\,t\,u\,v\,w$, welche gegen die auf der Axe befindlichen Räder schleifen, so wie Leitungsdräthe, z. B. $x_1\, z_1\, z_2 \ldots$, einschrauben lassen.

Bei richtiger Stellung der Räder und Federn kann man mit diesem Apparat eine Reihe von Versuchen anstellen:

1) Abwechselnd gerichtete Ströme. Lässt man wie in der Figur die in o_1 eingelegte Feder t auf der Walze r_1, s auf der Walze r_2 schleifen, so dass beide die Elfenbeineinlagen auf denselben nicht berühren, so erhält man in dem mit den Leitungsdräthen $x_1\, z_1$ verbundenen Schliessungskreise abwechselnd gerichtete Ströme, welche z. B. einen dünnen Platindrath zum Glühen bringen, das Phänomen der doppelsinuigen Ablenkung der Nadel des Galvanometers, das gleichzeitige Auftreten von

Wasserstoff und Sauerstoff an beiden Elektroden des Voltameters und bei schneller Drehung des Ankers der Maschine, also bei schneller Aufeinanderfolge der Ströme eine Abnahme dieser Zersetzung, also die Wiedervereinigung der beiden Gase zeigen u. s. f.

2) Gleichgerichtete Ströme. Man kann einmal nur die bei der Annäherung oder nur die bei der Entfernung des Ankers von den Magnetpolen inducirten Ströme in der zwischen z_1 und x_1 angebrachten Leitung erhalten, indem man z. B. die Feder t auf der Walze r_1 so schleifen lässt, dass sie bei der Rotation über die Einlage von Elfenbein hinüberschleift, welche die halbe Peripherie derselben umfasst, und Feder s ganz auf dem Metall der Walze r_2 laufen lässt; oder umgekehrt Feder s auf der die halbe Peripherie umfassenden Elfenbeineinlage der Walze r_2, Feder t ganz auf dem Metall von r_1. — Die Walzen r_1 und r_2 müssen so gestellt sein, dass bei der Umkehrung der Richtung der inducirten Ströme auch die Federn vom Metall auf das Elfenbein und umgekehrt übertreten. (Siehe weiter unten.) — Ferner kann man auch die Richtung der alternirenden Ströme so umkehren, dass alle gleichgerichtet werden. Dazu dienen die in die Löcher m_2 und n_2 eingelegten, gespalteuen (punktirt gezeichneten) Federn y, y_1, deren Enden auf den halb mit Elfenbein ausgelegten Rändern der Rollen r_1 und r_2 laufen. In einem, zwischen den Leitungsdräthen z_1 und x_1 eingeschalteten Körper sind dann die Inductionsströme alle gleichgerichtet, wenn die Räder r_1 und r_2 richtig gestellt sind. Man kann die Wasserzersetzung, Ablenkung der Magnetnadel u. s. f. mit diesen Strömen zeigen.

3) Häufig unterbrochene Ströme. Man lässt die Feder t auf r_1, u auf r_3 schleifen, und verbindet die Dräthe h_2 und z_2 durch Handhaben mit dem Körper. Dann erhält man Erschütterungen, deren Zu- und Abnahme bei jeder Drehung des Ankers die verschieden schnelle Aenderung des Magnetismus desselben und die dieser entsprechende verschiedene Intensität der Inductionsströme nachweist.

4) Extraströme, sowohl beim Entstehen als auch beim Vergehen des primären Inductionsstromes. Zwischen die Dräthe h_1 und z_1 wird eine besondere Drathspirale Z eingeschaltet, welche bei den Versuchen von Dove aus zwei einzelnen Rollen von je 400′ Drathlänge bestand. Mit x_1, z_2, h_2 werden Leitungsdräthe verbunden. Die Federn t, u, s sind wie in der Zeichnung angeordnet.

a) Verbindet man h_2 und z_2 mit den Händen, so bilden die Spiralen auf dem Anker des Magnetes mit der Inductionsspirale Z einen geschlossenen Kreis, durch den der Strom fliesst, bis die Feder u von dem Metall der Walze r_2 auf das Elfenbein tritt. Dann ist der primäre Strom unterbrochen und der hierbei sich bildende Oeffnungsextrastrom fliesst durch die Inductionsspirale Z und die zwischen h_2 und z_2 eingeschaltete Schliessung. Dreht sich die Axe weiter, so wird die Spirale wieder in den primären Stromkreis eingefügt. So lange hierbei der zwischen h_2 und z_2 eingeschaltete menschliche Körper nur als Nebenschliessung dient, kann man die physiologische Wirkung des primären Stromes vernachlässigen, da, wenn die

Feder u auf der ganzen Peripherie des Rades r_2 auf Metall schleift, die durch die Aenderungen der Intensität des primären Stromes in der Spirale Z hervorgebrachten Extraströme viel schwächere Erschütterungen hervorrufen.

Ersetzt man die Spirale Z durch einen Zickzackdrath von gleichem Widerstand, so sind die Erschütterungen viel schwächer; legt man in die Spirale Z Eisendrathbündel ein, so werden sie viel stärker.

b) Verbindet man ferner x_1 und z_2, so erhält man in der Schliessung zwischen beiden den primär in den Spiralen um den Anker inducirten Strom P, und dazu den beim Anwachsen seiner Intensität sich bildenden entgegenfliessenden Extrastrom A in Spirale Z, also den Strom $P—A$. Der beim Uebertreten der Feder u auf das Elfenbein von r_2 sich bildende Oeffnungsextrastrom ist dagegen ausgeschlossen, da hierbei der Schliessungskreis der Spirale Z geöffnet bleibt. — Ersetzt man jetzt die Spirale Z durch den Zickzackdrath, in welchem sich die Extraströme nicht bilden können, so ist die physiologische Wirkung auf den zwischen x_1 und z_2 eingeschalteten menschlichen Körper stärker, da nun der Extrastrom A fortfällt. Legt man dagegen in die Spirale Z Eisendrathbündel, so werden die Erschütterungen noch mehr geschwächt, da nun A grösser wird. — Man kann auf diese Weise die Existenz des Extrastromes A sehr deutlich nachweisen.

c) Verbindet man x_1 und h_2 durch den Körper, so fliesst durch die Schliessung zwischen beiden der primäre Strom P, vermindert durch den während seines Anwachsens in der Spirale Z inducirten Anfangsextrastrom A. Zugleich addirt sich zu ihm der beim Uebertreten der Feder u auf das Elfenbein von r_2 inducirte Oeffnungsextrastrom E. Die Summe dieser Ströme ist $P - A + E$. Wird die Spirale Z durch den Zickzackdrath ersetzt, so ist die physiologische Wirkung fast dieselbe wie vorher; ebenso wenn man in die Spirale Z Eisendrathbündel einlegt; ein Beweis, dass der Anfangsextrastrom A und der Oeffnungsextrastrom E fast ganz gleich sind.

Die analogen Versuche lassen sich über die Funkenbildung durch den Extrastrom anstellen, wenn sein Stromkreis gerade in den Momenten geöffnet wird, in denen die Feder u auf das Elfenbein von r_2 tritt. Hierzu dient das Rad r_4, gegen welches die Federn v und w in der angegebenen Stellung schleifen.

Man verbindet dann noch entweder o_3 mit p_1 und n_4 mit q_2 oder o_3 mit p_1, und x_1 mit q_2 und erhält beim Uebergehen der Feder v von dem Metall der Walze r_4 auf die Elfenbeineinlage derselben Funken, deren Bildung analogen Bedingungen unterliegt, wie die ad 2 und 3 erwähnten physiologischen Wirkungen des Stromes. — Nur ist dabei zu beachten, dass bei der Funkenbildung nicht wie bei den letzteren der Widerstand der zwischen den Dräthen z_2 und h_2 oder z_2 und x_1 eingeschalteten Leitung als unendlich gross gegen den der übrigen Leitung angesehen werden kann, so dass die Resultate nicht so rein hervortreten.

Schaltet man ein Galvanometer oder Voltameter zwischen die Dräthe

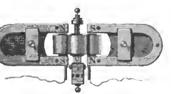
z_2 und h_2 oder x_1 und z_2, so fliessen durch dieselben alternirende Ströme, so lange nicht die Feder u auf das Elfenbein von r_2 tritt. Während letzterer Zeit werden jene Apparate nur in einer Richtung vom Strom durchflossen, und diese letztere Einwirkung überwiegt die der alternirenden Ströme. Da nun stets die Ablenkung der Nadel des Galvanometers grösser ist, wenn die Spirale Z durch den Zickzackdrath ersetzt wird, so muss die Intensität der Extraströme A oder E kleiner sein als die der primären Inductionsströme.

Verbindet man die Leitungsdräthe x_1 und z_1 durch einen kurzen Drath, so erscheinen in jedem Augenblick, wo die Federn von dem Metall der Walzen auf das Elfenbein treten, auf ihnen lebhafte Funken, die bei sehr verschieden schneller Rotation des Ankers bei genauer Beobachtung mit Fernrohr und Fadenkreuz stets an derselben Stelle zu stehen scheinen; ein Beweis, dass die Funken jedenfalls nicht später als $^1/_{1000}$ Secunde nach der Unterbrechung der primären Ströme sich bilden [1]).

Eine nicht wesentlich die Wirkung der Magnetelektrisirmaschine vermehrende, die Maschine sehr vertheuernde Veränderung ist die, dass man statt eines stählernen Hufeisenmagnetes deren zwei anwendet, welche in einer Ebene so hingelegt werden, dass sie einander ihre ungleichnamigen Pole zukehren. Man lässt dann den Anker, dessen mit Spiralen umgebene Eisencylinder nicht mehr durch ein Querstück von weichem Eisen verbunden sind, zwischen den Polen der beiden Magnete in einer auf ihrer Ebene verticalen Ebene rotiren, so dass die Axen jener Eisencylinder bei dem Vorbeigang vor den Magnetpolen in die Verbindungslinien der letzteren fallen [2]). 707

Sehr viel zweckmässiger ist es, hierbei, nach Sinsteden [3]) die Anker um eine zwischen den Magneten befindliche, der Verbindungslinie ihrer Pole parallele Axe rotiren zu lassen, so dass sie bei der Rotation zwischen den Magnetpolen hindurchgehen (Fig 322). Sinsteden befestigte auf diese Art vier Drathbündel von möglichst dünnem weichem Eisendrath von $3^1/_2$ Zoll Länge, $1^1/_2$ Zoll Dicke und $1^1/_2$ Pfund Gewicht, welche mit je 2 Pfund von übersponnenem Kupferdrath in 840 Windungen umwickelt waren, an der Rotationsaxe. Die Windungen könnten alle hinter oder nebeneinander verbunden werden. Die Magnete wogen je $17^1/_2$ Pfund und hatten eine Tragkraft von 110 Pfund. Ihre Schenkel hatten einen inneren Abstand von $3^5/_8$ Zoll und

Fig. 322.

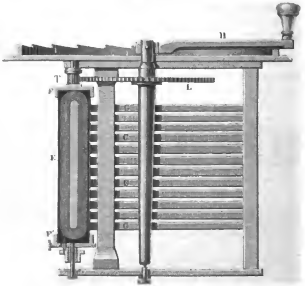


[1]) Dove, Pogg. Ann. Bd. LVI, S. 274. 1842.* — [2]) Page, du Moncel Exposé des applications de l'électricité Vol. I, p. 360;* Jacobi, Pogg. Ann. Bd. LXIX, S. 194. 1846.* — [3]) Sinsteden, Pogg. Ann. Bd. XCII, S. 220. 1854.*

eine Dicke von $2^1/_4$ Zoll. Bei dieser Vorrichtung ist das magnetische Moment der Eisenkerne bei ihrem Durchgang durch die Ebene der Magnetpole jedesmal sehr bedeutend, und da ihre ganze Länge mit Drath umwickelt ist, so wird bei der Aenderung ihres Momentes die Inductionswirkung von allen ihren Stellen ausgehen. Die Anwendung der Drathbündel vermindert das Auftreten der Extraströme und beschleunigt so die Aenderungen des Momentes. Zugleich würde bei Anwendung massiver Eisenkerne an Stelle der Drathbündel, wenn dieselben bei ihrem allmäligen Vorbeigang bei den Magnetpolen zuletzt nur an der einen Seite hauptsächlich dem magnetisirenden Einfluss der Magnete ausgesetzt wären, die von dem Magnet abliegende Seite derselben gewissermassen als Anker zu der ersteren dienen, und so würden sich die magnetischen Moleküle in den Kernen in geschlossenen Kreisen lagern, aus denen sie bei der Entfernung der Kerne von den Magnetpolen nicht völlig heraustraten, um wieder ihre unmagnetische Gleichgewichtslage anzunehmen. Bei Anwendung der Drathbündel können sich solche geschlossene Kreise nicht bilden, und der Magnetismus derselben verschwindet vollständiger.

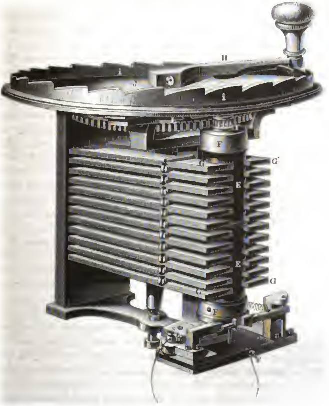
708 Sehr zweckmässig erscheint auch die Construction der Magnetelektrisirmaschine von **Siemens**. Sie besteht aus zwei Reihen, in entgegengesetzter Lage übereinander geschichteter und durch schmale Zwischenräume getrennter Magnetstäben G und G_1, Fig. 323 bis 325, welche einerseits an einer Eisenplatte n angeschraubt sind. Anderseits sind dieselben

Fig. 323.



bei *m* zu einer cylindrischen Oeffnung ausgefeilt, in welcher sich vermittelst der Kurbel *H*, des Zahnrades *L* und des Triebes *T* ein Cylinder *E*

Fig. 324.



drehen lässt. Der letztere ist aus einem Eisenstab gebildet, dessen Querschnitt förmig ist. In die seitlichen Ausschnitte desselben sind wie auf einen Galvanometerrahmen der Länge nach Drathwindungen gelegt, und über diese ist zum Schutz gegen äussere Beschädigungen eine Messinghülle gesteckt, auf deren Enden die Fassungen *F* und *F''* aufgesetzt sind, welche die Zapfen tragen, auf denen der ganze Cylinder *E* sich dreht. Die Enden der Windun-

Fig. 325.



gen sind mit zwei auf den unteren Zapfen aufgesetzten Metallrädern verbunden, gegen welche Federn schleifen, die die weitere Leitung vermitteln. Durch ähnliche Einrichtungen wie bei der Dove'schen und Stöhrer'schen Maschine kann man leicht die Richtung der inducirten Ströme in ihrem Schliessungskreise beliebig abändern. Die Zähne *i*, welche eine unter der Kurbel *H* angebrachte Scheibe umgeben, dienen dazu, bei der Fortschiebung der Kurbel um je einen Zahn, den Cylinder *E* um je eine halbe Umdrehung vorwärts drehen zu können, so dass man den dabei erzeugten einmaligen Inductionsstoss erhalten kann.

Der grosse Vortheil dieser Maschine beruht in der Anwendung einer grösseren Anzahl kleinerer Magnetstäbe an Stelle eines grösseren Magnetes. Da erstere bei gleichem Gewicht viel mehr permanenten Magnetismus annehmen als letzterer, so ist der Preis der Maschine geringer. Auch ist der Anker stets den magnetisirenden Magneten sehr nahe, erhält daher ein grosses Moment und ändert dasselbe sehr schnell [1]).

Eine andere Einrichtung der Magnetelektrisirmaschine ist von Page [2]) angegeben. Bei dieser sind die Inductionsspiralen direct auf die Schenkel eines hufeisenförmigen Stahlmagnetes geschoben. Vor den Polen desselben rotirt ein Anker von weichem Eisen. — Auf die Rotationsaxe sind Metallräder aufgesetzt, deren Ränder ähnlich wie bei der Dove'schen und Stöhrer'schen Maschine mit Elfenbein ausgelegt oder ausgeschnitten sind. Gegen diese Räder schleifen Federn, von denen die eine mit dem einen Ende des Drathes der Inductionsspiralen verbunden ist, die andere die Leitung zu dem weiteren Schliessungskreis der Inductionsströme vermittelt, zu welchem anderseits das andere Ende des Drathes der Inductionsspiralen geführt ist. Durch geeignete Abänderung des Commutators könnte man auch hier die Richtung der Inductionsströme in dem Schliessungskreis auf die eine oder andere Weise reguliren. In diesem Apparat werden die Inductionsströme in den Spiralen auf doppelte Weise inducirt; einmal indem der Anker beim Rotiren vor den Magnetpolen seine Polarität wechselt, und so direct, indess doch aus ziemlich weiter Entfernung inducirend auf die Spiralen wirkt, dann aber hauptsächlich dadurch, dass der temporäre Magnetismus des Ankers auf den Magnetismus des Magnetes zurückwirkt, und denselben in gewissen Lagen des Ankers verstärkt. — Sehr günstig dürfte indess diese Anordnung

---

[1]) Siemens und Halske, Pogg. Ann. Bd. CI, S. 271, 1857;* auch Schellen's Telegraph, Aufl. III. S. 213, 1861.* — [2]) Page, Annals of Electricity, 1839, p. 489; vergl. auch Verdet, Annal. de chim. et de phys. [3.] T. XXXI, p. 192;* Krönigs Journ. Bd. I, S. 364; ähnlich auch Dujardin, Breton, Duchenne (du Moncel exposé des applications T. I, 365*) und Dujardin, Compt. rend. T. XXI, p. 892, 1845.* Derselbe hat auch vor die Schenkel eines hufeisenförmigen Magnetes eine weitere Spirale gestellt, deren Axe den Schenkeln des Magnetes parallel war und zwischen ihnen lag, und in der Spirale um jene Axe vor den Magnetpolen einen Eisenkern rotiren lassen, der durch ein auf der anderen Seite der Axe angebrachtes Gegengewicht von Blei äquilibrirt wurde (l. c. S. 528*). Auch diese Einrichtung erscheint wenig praktisch.

nicht sein, da die Aenderungen des Magnetismus in Magneten von hartem Stahl nicht sehr bedeutend sein können.

Man könnte selbstverständlich bei dieser Maschine auch noch die Eisenkerne des Ankers mit Drathspiralen umgeben und die in letzteren inducirten Ströme zugleich mit den Inductionsströmen in den Spiralen auf den Schenkeln des Magnetes verwenden [1]).

Man hat vielfach versucht, die Wirkung der Magnetelektrisirmaschinen zu verstärken, indem man die Zahl der Anker oder Magnetpole vermehrte. So hat z. B. Petrina (l. c.) an Stelle des gewöhnlichen Ankers der Maschinen einen aus vier Eisencylindern bestehenden Anker benutzt, welche gegen ein Kreuz von Eisen gegengeschraubt waren. 709

Aehnlich hat auch Sinsteden[2]) früher eine Maschine construirt, bei welcher die Vortheile der §. 70 erwähnten Magnetisirungsmethode und die Verstärkung der Polarität des hufeisenförmigen Stahlmagnetes durch einen quer über seine Schenkel in einigem Abstand von den Polen gelegten Eisenstab benutzt waren. Die vier Eisenkerne waren durch Eisendrathbündel ersetzt, wodurch die in ihrer Masse entstehenden Extraströme geschwächt wurden. Sie waren zu je zweien mit kürzeren und längeren Spiralen von dickem und dünnem Drath umwunden, um so leicht den Widerstand des inducirenden Apparates ändern zu können (vgl. auch §. 707).

Stöhrer[3]) hat dagegen bei seiner sehr zweckmässigen Maschine sowohl die Zahl der Anker als auch der Magnete vermehrt. Fig. 326 a. f. S. giebt ein Bild dieser Maschine, welche aus drei aufrecht gestellten hufeisenförmigen Stahlmagneten besteht, deren jeder aus 5 Lamellen zusammengesetzt ist. Ueber diesen rotirt als Anker ein Eisenring, an welchem 6 Eisenkerne angeschraubt sind, die in der Ruhelage des Ankers den Magnetpolen gerade gegenüberstehen.

Die Eisenkerne der Anker sind 44^{mm} lang und 29^{mm} dick, die sie umgebenden Dräthe von 1^{mm} Dicke sind auf dünne Holzrollen gewunden, die auf die Eisenkerne gesteckt werden. Die 12 Enden der Dräthe der 6 Drathrollen laufen in eine Holzbüchse aus, in welcher sie mit einem Pachytrop communiciren, welcher dem §. 705 beschriebenen ganz ähnlich ist, und von dem aus zwei Leitungsdräthe weiter gehen. Durch Drehung des Pachytrops können jene 6 Drathrollen 1) alle nebeneinander, 2) zu zweien nebeneinander, zu dreien hintereinander, 3) zu dreien nebeneinander, zu zweien hintereinander, 4) alle hintereinander verbunden werden.

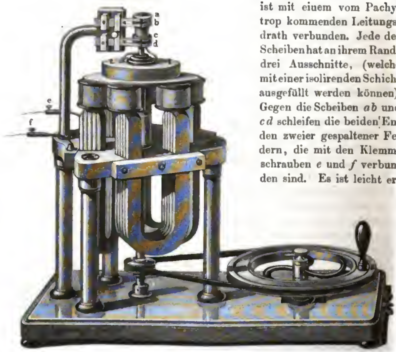
Bei jeder Umdrehung der Anker um ihre Axe wechselt die Richtung der inducirten Ströme 6mal. Um die Richtung derselben gleich zu machen, ist oben an der Axe ein Commutator befestigt. Derselbe ist ganz analog dem Commutator Fig. 320. Er besteht aus vier Stahlscheiben

---

1) Vergl. Nollet u. Gaiffe in du Moncel Exposé T. I, p. 373.* — 2) Sinsteden, Pogg. Ann. Bd. LXXVI, S. 29 u. 195, 1849.* — 3) Stöhrer, Pogg. Ann. Bd. LXI, S. 417. 1844.*

abcd, von denen *a* und *d* sowie *b* und *c* metallisch verbunden, beide Paare aber von einander durch eine Buchsbaumhülse getrennt sind. Jedes dieser Systeme von Scheiben ist mit einem vom Pachytrop kommenden Leitungsdrath verbunden. Jede der Scheiben hat an ihrem Rande drei Ausschnitte, (welche mit einer isolirenden Schicht ausgefüllt werden können). Gegen die Scheiben *ab* und *cd* schleifen die beiden Enden zweier gespaltener Federn, die mit den Klemmschrauben *e* und *f* verbunden sind. Es ist leicht ersichtlich, dass auf diese Weise bei richtiger Stellung des Commutators mit jedem Wechsel der Stromesrichtung in den Drathrollen der Anker dennoch die Stromesrichtung in der mit den Klemmen *e* und *f* verbundenen Leitung ungeändert bleibt.

Fig. 326.



Eine Beschreibung der grösseren zu technischen Zwecken construirten Magnetelektrisirmaschinen, wie dieselben von **Holmes** [1]) in Northfleet und der Gesellschaft **l'Alliance** in Paris [2]) gefertigt werden, gehört nicht hierher.

710 Die Intensität der durch eine Magnetelektrisirmaschine inducirten Ströme ist abhängig von der Geschwindigkeit der Drehung des Ankers, von dem Widerstand der Leitung, von der Stellung des Commutators, welcher in gewissen Fällen die Richtung sämmtlicher Ströme gleich macht, oder nur die in einer Richtung laufenden Ströme zu den Schliessungs-

[1]) Vergl. **Holmes**, the Engineer. — [2]) du Moncel, Exposé T. I, p. 361.*

drähten der Inductionsrollen gelangen lässt. — Wir wollen diese Einflüsse getrennt betrachten:

1) Einfluss der Drehungsgeschwindigkeit des Ankers. Da die Anzahl der Wechsel der Polarität des Ankers proportional mit der Drehungsgeschwindigkeit zunimmt, so müsste die in der Inductionsspirale in gleichen Zeiten inducirte Stromintensität der Drehungsgeschwindigkeit direct proportional sein. Dem ist aber nicht so, wie Weber[1]) zunächst durch einen einfacheren Apparat nachwies. Ein Eisenstab von 71^{mm} Länge und 29^{mm} Durchmesser wurde diametral durch eine kugelförmige Holzbüchse gesteckt, und dieselbe in einer gegen den Eisenstab äquatorial gelegenen Rinne mit Drath umwunden. Die Kugel mit dem Stabe konnte vermittelst einer Zahnradverbindung um eine in der Aequatorialebene liegende, horizontale und auf dem Eisenstab verticale Axe gedreht werden. Auf die Axe war ein der Länge nach durchschnittener Metallcylinder geschoben, dessen beide Hälften mit den Enden des Drathes in der Rinne verbunden waren. Federn, welche gegen den Cylinder schleiften, führten zu einem Multiplicator, dessen Windungen in ostwestlicher Richtung einen in gleicher Richtung bifilar aufgehängten Magnetstab umgaben. — Der Eisenstab mit der Holzbüchse wurde unter Einfluss des Erdmagnetismus einmal für sich in Rotation versetzt, und sodann, indem vor beiden Seiten desselben zwei Magnetstäbe in grösserem oder geringerem Abstande sich befanden. Es wurde dabei vermittelst der Spiegelablesung die Ablenkung des bifilar aufgehängten Magnetstabes bestimmt, welche der Intensität der erzeugten Inductionsströme entspricht.

Der Metallcylinder auf der Rotationsaxe war so gestellt, dass bei jedem Wechsel der Richtung der Inductionsströme auch die Federn auf die entgegengesetzten Hälften desselben übertraten, und so also im Multiplicator die Stromesrichtung constant blieb. Bezeichnet man die Intensität des bei einer halben Umdrehung des Eisenstabes (bei einem Wechsel seiner Polarität) inducirten Stromes nach Abzug des durch die Drehung der Holzbüchse ohne Eisenstab inducirten Stromes bei einer gegebenen Drehungsgeschwindigkeit mit I, so betrug dieselbe bei doppelter Drehungsgeschwindigkeit weniger, nämlich:

Magnetisirung	Wechsel der Polarität in der Secunde 20	40
durch die 457,5^{mm} entfernten Magnetstäbe . .	$I = 1$	0,89
durch die 58,5^{mm} entfernten Magnetstäbe . .	$I = 1$	0,765

Dasselbe Verhalten zeigt sich auch an einer grösseren Stöhrer'schen Magnetelektrisirmaschine mit drei verticalen Hufeisenmagneten. Als Weber[2]) bei dieser die Drehungsgeschwindigkeit der Anker vermehrte und durch Einstellung des Commutators alle Inductionsströme in gleicher Richtung durch eine Drathrolle leitete, welche östlich oder westlich von

[1]) Weber, Resultate des magn. Vereins 1838, S. 118.* — [2]) Weber, Pogg. Ann. Bd. LXI, S. 431, 1844.*

dem Halbirungspunkt der Axe des Magnetes eines Spiegelmagnetometers aufgestellt war, so ergab sich die Ablenkung des Magnetes:

Zahl der Wechsel n in der Secunde	27,90	33,48	44,64
Ablenkung i	89,15	95,263	101,646

Aus diesen Beobachtungen ergiebt sich

$$i = \frac{5.74135\,n}{1 + 0{,}01939\,n + 0{,}00033\,n^2}$$

so dass sich bei einer Anzahl von 55 Wechseln ein Maximum von $i = 103{,}1$ ergeben müsste. — Dasselbe Resultat beobachtete Lenz [1]) bei Einschaltung eines Voltameters oder Galvanometers in den Schliessungskreis der Spiralen eines Stöhrer'schen Apparates mit 3 Magneten.

2) Einfluss des Widerstandes der Leitung. Verbindet man die Inductionsspiralen der Anker hinter oder nebeneinander oder schaltet in ihren Schliessungskreis ausserhalb verschiedene Widerstände ein, so bemerkt man zunächst bei ungeänderter Stellung des Commutators eine Zunahme der elektromotorischen Kraft der inducirten Ströme mit Zunahme des Widerstandes. Es ist daher die elektromotorische Kraft einer Magnetelektrisirmaschine nicht ohne Weiteres nach den gewöhnlichen Methoden mit der einer Hydrosäule zu vergleichen [2]).

3) Einfluss der Stellung des Commutators. Sucht man durch den Commutator die Richtung aller Inductionsströme beim Annähern und Entfernen des Ankers von den Magnetpolen gleich zu machen, und misst ihre Intensität an einem Galvanometer, so steigt die letztere, wenn man den Commutator so verschiebt, dass er erst einige Zeit nach dem Vorbeigang des Ankers vor den Magnetpolen die Verbindung der Inductionsrollen mit der Leitung wechselt. Diese Verstellung des Commutators entgegen dem Sinne der Rotation des Ankers muss bei wachsender Drehungsgeschwindigkeit desselben grösser sein, um jedesmal das Maximum der Stromintensität zu erhalten. — So musste z. B. Lenz [3]) den Commutator seines Inductionsapparates um t^0 verschieben, um bei der Umdrehungszahl n des Ankers in der Minute das Maximum i der Stromintensität zu erhalten; während bei der Nullstellung des Commutators, in der er gerade beim Vorbeigang des Ankers vor den Magnetpolen die Stromesrichtung wechselte, die Intensität sich zu i_0 ergab:

n	140	270	413	528	644
t	9°	12°	12°	12°	15°
i	9,17	21,12	27,22	30,46	32,85
i_0	8,41	19,73	24,81	26,71	28,71

Indess selbst bei richtiger Einstellung des Commutators nimmt die elektromotorische Kraft der inducirten Ströme nicht proportional der Drehungsgeschwindigkeit zu, sondern nähert sich allmälig einem Maxi-

[1]) Lenz, Pogg. Ann. Bd. LXXVI, S. 494, 1849.* — [2]) Jacobi, Bullet. de St. Petersb. T. V, p. 97;* Pogg. Ann. Bd. LXIX, S. 198, 1846;* vergl. auch Lenz l. c. und Pogg. Ann. Bd. XCII, S. 128, 1854.* — [3]) Lenz, Pogg. Ann. Bd. LXXVI, S. 519, 1849.*

mum, welches um so schneller erreicht wird, je geringer der Widerstand des Schliessnngskreises, also je grösser die Stromintensität in demselben ist. Dieses Resnltat hat auch Koosen [1]) durch mehrfache Versuche bestätigt.

Die richtige Einstellnng des Commutators ist besonders zn beachten, wenn man durch die inducirten Ströme eine constante Ablenkung der Magnetnadel oder eine starke Wasserzersetzung erhalten will, da bei falscher Stellung die beiden Gase zum Theil an derselben Elektrode erscheinen und sich wieder vereinen. Ebenso würde bei der Elektrolyse von Kupfervitriollösung in diesem Falle das an der einen Elektrode abgeschiedene Knpfer zum Theil durch den nachher daselbst ausgeschiedenen Sauerstoff oxydirt und dadurch brüchig werden [2]). — Auch wenn man Wärmeerscheinungen durch den, stets in gleicher Richtung fortgeleiteten Inductionsstrom hervorbringen will, ist die Stellung des Commutators nicht zn vernachlässigen, da, wenn der Strom unterbrochen wird, während er nicht Null ist, stets ein Theil seiner Wirksamkeit verloren geht.

Der Grund dieser Erscheinungen könnte nach den Erfahrungen des 711 vorigen Capitels ein doppelter sein: einmal, wie unter Anderen Sinsteden [3]) meinte, dass die Eisencylinder der Anker eine gewisse Zeit brauchten, um ihren Magnetismus zn wechseln, so dass, wenn z. B. der Commutator die Stromverbindung in dem Moment umkehrt, in welchem der Anker bei dem Magnetpol vorbeigeht, also die Annäherung in eine Entfernung, das Anwachsen des Magnetismus in eine Abnahme, die Richtung des Inductionsstromes in die entgegengesetzte übergehen sollte, der Anker noch nicht das Maximum des Magnetismus angenommen hätte, sondern dies erst einige Zeit nachher einträte, wenn derselbe schon von dem Pol sich wieder entfernt hätte. Da indess die Anker hier sehr dicht an den magnetisirenden Polen sich befinden, so ist die zu ihrer Magnetisirung erforderliche Zeit nach den Versnchen von Beetz (vergl. §. 700) jedenfalls sehr klein. Auch würde, wenn dies der überwiegende Grund der betrachteten Erscheinungen wäre, eine Aenderung des Widerstandes der Schliessung der Inductionsrollen keinen Einfluss auf die inducirte elektromotorische Kraft ausüben.

Der Hauptgrund der Erscheinungen beruht, gerade wie wir dies bei den Versuchen des vorigen Capitels erwähnt haben, und wie auch von Lenz (l. c.) richtig erkannt worden ist, in der Rückwirknng der in den Spiralen indncirten Ströme auf den Magnetismus der Eisenkerne, welche so nicht den ganzen Magnetismus erhalten, den sie in jeder Lage annehmen würden, wenn sie im Ruhezustande sich befänden.

Bezeichnen wir den Magnetismus, welchen die Anker wirklich an jeder Stelle bei einer bestimmten Drehungsgeschwindigkeit der Maschine

---

[1]) Koosen, Pogg. Ann. Bd. LXXXVII, S. 386, 1852.* — [2]) Jacobi, Bullet. St. Petersb. T. V, p. 318. 1846.* — [3]) Sinsteden, Pogg. Ann. Bd. LXXXIV, S. 181 u. flgde. 1851.*

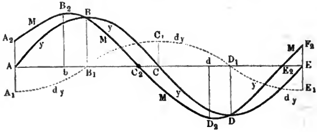
annehmen, mit y, so wird, wenn derselbe in der Zeit dt um dy wächst, in den die Anker umschliessenden Dräthen ein Strom von der Intensität $-a\,\frac{dy}{dt}$ inducirt werden, welcher wiederum innerhalb gewisser Grenzen in den Ankern einen dem ursprünglichen Magnetismus entgegengesetzten Magnetismus $-ma\,\frac{dy}{dt}$ erzeugt, wo m und a constante Werthe sind. Würde nun durch den Magnet in dem Anker, wenn er in der betreffenden Lage in Ruhe bliebe, der Magnetismus M erzeugt, so ist jetzt sein wirklicher Magnetismus

$$y = M - ma\,\frac{dy}{dt}.$$

Kennen wir den Werth des Magnetismus M in jeder Stellung der Anker und den Werth ma, so können wir aus dieser Gleichung auch y berechnen. Denken wir uns, dass nur ein Eisencylinder als Anker vor den Magnetpolen in der Zeit T eine ganze Umdrehung vollende, so können wir, da der Magnetismus M desselben eine periodische Function ist, ihn durch eine Sinusreihe darstellen. Nach Einführung derselben in die Gleichung würde sich der Werth y und sodann der Werth der elektromotorischen Kraft der Inductionsströme, welche $\frac{dy}{dt}$ proprotional ist, mathematisch entwickeln lassen. Indess ist doch der Werth von M in jedem Moment je nach der benutzten Maschine gewiss äusserst verschieden, so dass sich keine allgemeineren Regeln für die Bildung der Reihe aufstellen lassen, welche diesem Werthe entspricht [1].

712 Wir wollen uns begnügen, durch eine graphische Darstellung, wie sie zuerst Lenz (l. c.), dann Koosen gegeben, den Gang des Phänomens zu verfolgen. Es bezeichnen die Ordinaten der Curve $ABCDE$ (Fig. 327) die Magnetismen y, welche der bei den Polen des Magnetes vorbeiroti-

Fig. 327.



[1]) Koosen (l. c.) hat, indem er den Magnetismus M direct durch eine Sinuscurve darstellt, ihn also gleich $\mu \sin 2\pi\,\frac{t}{T}$ setzt, die Berechnung von y durchgeführt.

rende Anker an jeder Stelle seiner Bahn annimmt, die durch die Abscissenaxe $A\,B_1\,C_2\,C\,D_1\,E_2\,E$ dargestellt wird. Die Lage der Pole selbst lassen wir noch unbestimmt. Die Curve $A_1\,B_1\,C_1\,D_1\,E_1$ deren Ordinaten am grössten an den Stellen sind, an welchen die Curve $A\,B\,C\,D\,E$ am steilsten ansteigt oder abfällt, mögen die Intensitäten der bei der Drehung des Ankers inducirten Ströme und zugleich die Stärke des durch sie im Anker erzeugten Magnetismus $-\,a\,m\,\frac{dy}{dt}$ anzeigen. — Addiren wir sodann die Ordinaten beider Curven, indem wir die Ordinaten der Curve $A_1\,B_1\,C_1\,D_1\,E_1$ umgekehrt nehmen, so stellt die diesen Summen der Ordinaten entsprechende Curve $A_2\,B_2\,C_2\,D_2\,E_2\,F_2$ den Magnetismus M des Ankers dar, den er annähme, wenn er an jeder Stelle in Ruhe verweilte. — Die grössten Ordinaten $b\,B_2$ und $d\,D_2$ entsprechen dann dem Magnetismus des Ankers, während er sich gerade vor den Magnetpolen befindet, die Punkte C_2 und E_2 seinen gegen diese Stellungen um 90° gedrehten Lagen. Es ist unmittelbar aus der Figur ersichtlich, dass die Maxima $B\,B_1$ und $D\,D_1$ des Magnetismus y bei der Drehung des Ankers kleiner sind, als die Maxima in der Ruhelage $B_2\,b$ und $D_2\,d$, und dass die Maxima von y im Verhältniss zu denen von M um so kleiner werden, je grösser die Ordinaten der Curve $A_1\,B_1\,C_1\,D_1\,E_1$, je grösser also die Intensität der inducirten Ströme ist. Dies letztere wird eintreten, einmal bei einem geringeren Widerstand der Schliessung, sodann bei einer schnelleren Drehung des Ankers, da nun die in der Zeiteinheit in den Inductionsspiralen inducirte elektromotorische Kraft $a\,\frac{dy}{dt}$ grösser ist.

Es ergiebt sich ferner, dass die Maxima des Magnetismus bei der Drehung des Ankers im Sinne dieser Drehung selbst von $b\,B_2$ nach $B\,B_1$ und $d\,D_2$ nach $D\,D_1$ verschoben sind. Die Intensität der inducirten Ströme ist also nicht Null, wenn die Anker in b und d den Magnetpolen gerade gegenüberstehen, sondern wenn sie um ebensoviel entfernt davon sind, als die Verschiebung der Maxima beträgt; und in denselben Zeiten kehrt sich die Richtung der Inductionsströme um. Wollen wir daher durch den Commutator die Stromesrichtung aller inducirten Ströme gleich machen, so muss derselbe in den Stellungen B_1 und D_1 des Ankers die Verbindung umkehren. — Würde dasselbe bei anderen Stellungen geschehen, so würde einmal der Theil des inducirten Stromes verloren gehen, welcher beim Uebergang der Federn über die nicht leitenden Theile des Commutators inducirt würde, und es würden sich bei diesem Uebergang in Folge der Oeffnung des inducirten Kreises lebhafte Funken zeigen, welche in der richtigen Stellung des Commutators nicht auftreten. Sodann würde auch nicht der ganze, durch den Schliessungskreis geleitete Inductionsstrom gleiche Richtung haben, wie dies an dem Auftreten gemischter Gase in einem in denselben eingefügten Voltameter zu bemerken wäre.

Mit wachsender Drehungsgeschwindigkeit würde der Abstand der Maxima $b\,B_2$ und $B\,B_1$, $d\,D_2$ und $D\,D_1$ immer grösser werden, und eben-

so müsste man den Commutator immer weiter herumdrehen, um rechtzeitig die Stromesrichtung zu wechseln.

Ausser den in den Spiralen inducirten Strömen wirken dann auch in ganz gleicher Weise die in der Masse der Eisenkerne selbst inducirten Ströme, welche indess bei Anwendung von Eisendrathbündeln zu vermeiden sind.

713 Die Richtigkeit der gegebenen Erklärungen kann man prüfen, indem man sowohl den Magnetismus M der Anker bei verschiedener Stellung derselben, als auch die Intensität der inducirten Ströme nur während einer kurzen Zeit misst, während der Anker durch diese Stellung hindurchgeht. Dies ist von Lenz [1]) durchgeführt worden. Er bediente sich dabei einer Stöhrer'schen Maschine mit 3 aufrechten Magneten (Fig. 326). Die Fortleitung der Inductionsströme geschah durch einen besonderen Commutator. Derselbe bestand aus zwei auf eine Holzscheibe befestigten und mit dieser auf die Drehungsaxe aufgeschraubten Eisenscheiben, von denen die eine mit dem einen, die andere mit dem anderen Ende des die drei Anker hintereinander umwindenden Drathes verbunden war. Der Rand der einen Scheibe war nicht durchbrochen. Der Rand der anderen war so ausgefeilt, dass nur in Abständen von je 60° sechs je 3° breite Streifen von Eisen stehen blieben, zwischen denen sodann der Rand wieder ausgefüllt war. Gegen beide Eisenscheiben schleiften Federn, welche mit der übrigen Leitung verbunden waren. Die durchbrochene Scheibe trug eine Theilung und die Drehungsaxe einen Zeiger, so dass man die Sectoren jener Scheibe so stellen konnte, dass die auf derselben schleifende Feder die Stromverbindung in den Momenten herstellte, in welchen der Anker sich auf einer beliebigen Stelle des Weges zwischen den zwei Polen eines der drei Magnete befand.

Da die Richtung der auf diese Weise bei gleichförmiger Rotation der Anker erhaltenen partiellen Inductionsströme wechselt, so konnte ihre Intensität nicht durch ein Galvanometer, wohl aber durch ein Weber'sches Elektrodynamometer bestimmt werden.

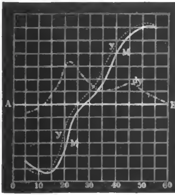
Bei anderen späteren Versuchen [2]) wurde der Commutator in der Weise abgeändert, dass nur die gleichgerichteten Ströme in gewissen entsprechenden Zeittheilen durch denselben hindurchgehen konnten. Derselbe bestand dann aus zwei mit den Enden des Inductionsdrathes verbundenen, auf die Drehungsaxe der Anker isolirt aufgesetzten Eisenringen, deren jeder drei Ausschnitte hatte, und die sowohl zusammen, als auch gegeneinander gedreht werden konnten, so dass die gegen sie schleifenden Federn nur dann den Strom fortleiten konnten, wenn sie gleichzeitig auf dem Eisen beider Ringe schleiften. Es wurde erst die gegenseitige Stellung der Ringe bestimmt, bei der gerade bei Verbindung der Federn mit einer

[1]) Lenz, Pogg. Ann. Bd. XCII, S. 128, 1854.* — [2]) Lenz, Bullet. de St. Petersb. T. XVI, p. 177, 1857.*

galvanischen Säule und Einschaltung eines Galvanometers in den Schliessungskreis kein Strom durch den Commutator hindurchging, und dann wurde die eine Scheibe um 6° gedreht, so dass also die Breite des leitenden Streifens, auf dem die Federn die Leitung vermittelten, 6° betrug. Da die Ströme hier alle gleichgerichtet waren, so konnte die Stromintensität durch eine Nervander'sche Tangentenboussole abgelesen werden.

Bei beiden Versuchsreiben ergab sich für die Intensität der Inductionsströme in verschiedenen Phasen der Bewegung des Ankers nahezu dieselbe Gesetzmässigkeit. Bezeichnen die Abscissen AE der Curve dy (Fig. 328) den Abstand eines der Anker von einem Magnetpol in Graden, so ergeben die Ordinaten von dy die dieser Stellung bei einer gewissen Drehungsgeschwindigkeit entsprechende Intensität der inducirten Ströme bei den zuletzt erwähnten Versuchen. Unmittelbar bei dem Vorbeigang des Ankers vor dem Pole ist also die Stromesrichtung negativ, sie ist Null bei einer Drehung desselben um 10,5° und erreicht ein grösseres Maximum bei 23,4°, ein kleineres bei 44,4°, zwischen beiden den kleinsten Werth bei 35,4°.

Fig. 328.



Diese Curve dy, welche die elektromotorischen Kräfte der Inductionsströme bezeichnet, weicht von der (Fig. 327) gezeichneten wesentlich ab, bei der ganz willkürlich der Gang der Magnetisirung y der Anker angenommen wurde. Construirt man aus der Curve dy die Curve y, in welcher die Differenzen je zweier benachbarter Ordinaten den Ordinaten der Curve dy an derselben Stelle proportional sind, so stellt diese die bei der Drehung des Ankers wirklich auftretenden Magnetismen derselben dar. — Die Addition der Ordinaten von dy zu Linien, welche den Ordinaten von y proportional sind, ergiebt die Curve der Magnetismen M des Ankers, während er in verschiedenen Lagen vor den Magnetpolen ruht. Das doppelte Maximum von dy ist also nur durch die Gestalt der Magnetisirungscurve bedingt. Bei gleich starker Magnetisirung der beiden Pole des Stahlmagnetes muss indess die gesammte elektromotorische Kraft, welche durch die Abnahme der durch den einen Pol erzeugten Polarisirung des Ankers erzeugt wird, unter allen Umständen gleich sein der elektromotorischen Kraft, welche bei der Zunahme der Magnetisirung desselben durch den anderen Pol hervorgerufen ist. Eine Ausmessung der diesen elektromotorischen Kräften entsprechenden Flächenräume $AEFB$ und $BFGC$ ergiebt auch diese Gleichheit wenigstens annähernd. (Sie verhalten sich wie 1591 : 1675.)

Nimmt man den leitenden Streifen des Commutators breiter, so sollte man stets die Summe aller Ströme erhalten, welche inducirt werden, während durch den Streifen die Bahn der Inductionsströme geschlossen wird. Da sich indess beim ersten Hinaufgleiten der die Leitung vermittelnden Feder auf den Streifen der Schliessungsextrastrom von den durch ihn fliessenden Inductionsströmen subtrahirt, so erscheinen dieselben mit wachsender Breite des Streifens etwas grösser, als man nach letzterer allein erwarten sollte. Der beim Abgleiten der Feder vom Streifen inducirte Oeffnungsextrastrom compensirt hierbei den Schliessungsstrom nicht ganz, da er sich nicht vollständig entwickeln kann.

Wollte man nach all diesen Angaben die Leistungen einer Magnetelektrisirmaschine mit denen einer Hydrosäule vergleichen, so müsste dies unter ganz bestimmten Bedingungen geschehen, nachdem man z. B. genau den Widerstand des Schliessungskreises der Maschine, die Stellung ihres Commutators, die Umdrehungsgeschwindigkeit ihres Ankers u. s. f. festgestellt hat. Erst dann kann man den Vergleich vornehmen, indem man z. B. den Strom der Magnetelektrisirmaschine durch den einer Hydrosäule compensirt, dafür aber einen dem Widerstand der letzteren gleichen Widerstand aus dem Schliessungskreise der ersteren ausschaltet.

714 Trotz des bedeutenden Einflusses der Extraströme auf den Verlauf der Ströme der Magnetelektrisirmaschine ist derselbe doch nicht so gross wie beim Oeffnen und Schliessen des Stromkreises einer mit einem Eisenkern versehenen Inductionsspirale, da die Aenderung des Magnetismus des Ankers doch bei ersterer langsamer vor sich geht und mithin die Intensität und Rückwirkung der Inductionsströme auf seinen Magnetismus geringer ist als in der Spirale. Ersetzt man daher z. B. bei der Dove'schen Maschine [1]) den Anker durch zwei leere und so verbundene Spiralen, dass die beim Drehen in ihnen erzeugten Inductionsströme sich aufheben, und legt nun in die eine Spirale ein Eisendrathbündel, in die andere einen massiven Eisenkern, so überwiegt der Strom der letzteren den der ersteren sowohl in der galvanometrischen und chemischen wie in der physiologischen und thermischen Wirkung, indem die Magnetisirung des massivens Kerns so viel bedeutender ist als die des Drathbündels, dass in diesem Fall die geringere verzögernde Wirkung der Extraströme in letzterem keinen sehr wesentlichen Einfluss hat. Auch bei Einlegen zweier gleicher Drathbündel in die Spiralen, von denen das eine in einer offenen, das andere in einer geschlossenen Blechröhre sich befindet, halten sich die Inductionsströme in denselben in allen Wirkungen ziemlich das Gleichgewicht. — Indess könnten diese Erscheinungen je nach der Einrichtung der Maschine sich auch mehr oder weniger verändern.

---

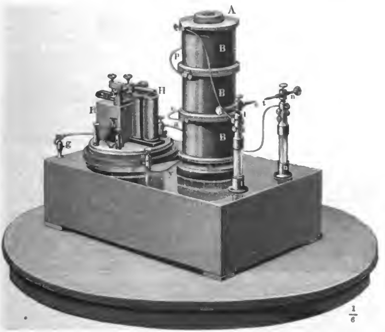
[1]) Dove, Pogg. Ann. Bd. LVI, S. 271, 1842.*

II. Elektromagnetische Inductionsapparate.

Statt der Stahlmagnete hat man auch Elektromagnete bei der Construction der Magnetelektrisirmaschinen angewendet, und vor ihren Polen Anker rotiren lassen [1]). — Zweckmässiger würde man indess dann, wie es schon Pohl [2]) gethan, den mit Drathspiralen umgebenen Anker fest vor den Polen des Elektromagnetes liegen lassen und nur durch einen Commutator die Richtung des magnetisirenden Stromes wechseln. 715

Neuerdings sind diese elektromagnetischen Inductionsapparate sehr zweckmässig construirt worden, und namentlich Stöhrer [3]) und Ruhmkorff haben sie in den Fig. 329 und 330 abgebildeten Formen ausgeführt.

Fig. 329.



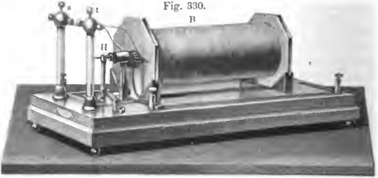
Diese Apparate bestehen im Wesentlichen aus einer verticalen oder horizontalen inducirenden Spirale A von dickerem Drath, über welche entweder direct eine zweite Spirale B von sehr langem dünnen Drath ge-

---

[1]) Ritchie, Phil. Trans. 1833. T. II, p. 321;* Pogg. Ann. Bd. XXXII, S. 539.* — [2]) Pohl, Pogg. Ann. Bd. XXXIV, S. 185. 500, 1835.* — [3]) Stöhrer, Pogg. Ann. Bd. XCVIII, S. 104, 1856.*

wunden ist, oder über welche eine besondere Papp- oder Glasröhre geschoben wird, auf der letztere Spirale aufgewickelt ist. Dieselbe bildet entweder ein einziges Continuum von Drathwindungen oder besteht zweckmässiger aus mehreren nebeneinander liegenden Abtheilungen, die durch Klemmen *o*, *p* hintereinander verbunden werden. In die inducirende Spirale ist ein Bündel von lackirten oder geglühten Eisendräthen eingelegt. Der Strom in der inducirenden Spirale wird durch irgend eine Vorrichtung *H* unterbrochen oder umgekehrt. Man bedient sich hierzu meist der Einrichtung des Wagner'schen Hammers, der theils wie in dem Ruhmkorff'schen Apparat Fig. 330 direct mit dem Bündel Eisendrath verbunden ist, theils wie in Stöhrer's Apparat Fig. 329 gesondert neben dem Apparat sich befindet.

Fig. 330.



Mit den beiden gegeneinander hämmernden, den Strom unterbrechenden Theilen des Hammerapparates sind noch die Belegungen eines Condensators verbunden, welcher in dem unter dem Apparat angebrachten Kasten liegt. Der Apparat liefert dann während des Hammerns abwechselnd gerichtete Oeffnungs- und Schliessungsströme in der Inductionsrolle, deren Enden mit den auf Glasfüssen stehenden Kugeln oder Spitzen *s*, *t* verbunden sind.

716 Die näheren Einrichtungen der einzelnen Theile des eben kurz beschriebenen Apparates müssen so getroffen sein, dass derselbe kurz dauernde Inductionsströme von recht grosser Intensität liefert, dass also in einem möglichst kurzen Zeitraum in demselben eine möglichst grosse Elektricitätsmenge erregt und bewegt wird. — Die wesentlichen Einrichtungen hierzu sind namentlich folgende [1]:

1) Die Inductionsrolle. Da in derselben Elektricität entwickelt wird, welche an den einzelnen Stellen bedeutende Dichtigkeit besitzt, die von der Mitte des Drathes der Rolle gegen die Enden hin zunimmt, so müssen die Enden des Drathes auf entgegengesetzten Seiten der Rolle

[1] Vergl. vorzüglich Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. XCIV, S. 289, 1855.

liegen, damit die mit den entgegengesetzten Elektricitäten am stärksten geladenen Theile des Drathes möglichst fern voneinander sich befinden.

Würde man die ganze Inductionsrolle in Lagen aufwickeln, so dass jede Lage die ganze Länge derselben einnähme, so würden auch hier in den übereinander befindlichen Lagen Stellen nebeneinander liegen, in denen die elektrische Dichtigkeit sehr verschieden ist, und so könnten leicht Funkenentladungen zwischen diesen Stellen stattfinden, welche die die Dräthe bedeckende isolirende Schicht durchbrechen. — Sehr vollständig wird dies bei der Methode von Ritchie [1]) verhindert, nach der er jedesmal den Drath an einer Stelle bis zu seiner völligen Dicke aufwindet und dann erst die benachbarte Stelle umwickelt. Zwischen die einzelnen Stellen wird jedesmal ein Ring von dünnem vulkanisirten Kautschuk geschoben und angekittet.

Wegen der Schwierigkeit der Ausführung dieser Bewickelung theilt man wenigstens die Inductionsrolle meist in mehrere nebeneinander liegende Abtheilungen, deren jede eine ungerade Anzahl von Drathlagen besitzt, so dass Anfang und Ende derselben stets an entgegengesetzten Seiten der Drathrolle liegen, und verbindet die Dräthe dieser Abtheilungen hintereinander. Mit Inductionsrollen von 73650 Fuss Drath, welche in drei Abtheilungen gewunden sind, erhält Ritchie [2]) so bei Anwendung zweier Bunsen'scher Elemente und Unterbrechung des inducirenden Stromes vermittelst eines Zahnrades zwischen den freien Enden des Drathes der Inductionsrolle Funken von 15 Zoll Länge in der Luft.

Da die inducirende Wirkung des Stromes der inducirenden Rolle auf die inducirte Rolle in der Mitte am grössten ist, würde man zweckmässig die mittleren Abtheilungen der letzteren dicker winden, als die Abtheilungen an den Enden, so dass die inducirte Rolle die Form einer Spindel erhielte.

Die Drathwindungen der inducirten Rolle müssen sehr gut isolirt sein, damit bei der plötzlichen Erregung sehr bedeutender Elektricitäten in ihr nicht Funken zwischen den einzelnen Windungen und nach aussen überschlagen. Man windet daher am besten den etwa $^1/_4$ mm dicken, wohl mit Seide übersponnenen Drath auf einen beiderseits mit Glas- oder Guttaperchafassungen versehenen Glascylinder und tränkt die Umspinnung nach dem Aufwinden jeder Lage mit langsam trocknendem Schellackfirniss, mit geschmolzenem Wallrath oder Paraffin, oder einem Gemisch von Wachs und Oel. Zwischen je zwei Lagen legt man wohl noch ein Wachspapier oder eine dünne Guttaperchaplatte [3]). Am besten würde es sein, die Inductionsrolle mit einem flüssigen Isolator, z. B. Terpentinöl, zu tränken, damit, wenn ein Funken an irgend einer Stelle zwischen den Windungen überschlagen sollte, die Durchbrechungsstelle sogleich wieder ausgefüllt wird. Diesen

---

[1]) Ritchie, Phil. Mag. [4.] T. XIV, p. 239. 480, 1857.* — [2]) Ritchie, Phil. Mag. [4.] T. XV, p. 466, 1858.* — [3]) Bentley, Phil. Mag. [4.] T. XII, p. 519, 1857.*

Vorschlag Poggendorff's (l. c.) hat Jean[1]) mit gutem Erfolge ausgeführt.

Sinsteden[2]) löthet noch an das äussere Ende des inducirten Drathes ein 7 Fuss langes, 7 Zoll breites Stanniolblatt, welches beiderseits mit etwas breiterem Wachspapier belegt und so auf die Inductionsrolle gewunden wird. Indem sich in diesem Blatt eine grosse Menge der in der Spirale inducirten Elektricitäten anhäuft, zeigt sie daselbst stärkere Spannungserscheinungen. — Man muss endlich vermeiden, dass der Widerstand, den die zwischen den freien Enden der Inductionsrolle überspringenden Funken finden, grösser ist als der beim Uebergang durch die isolirende Schicht von einer Drathwindung zur anderen, da die letztere sonst leicht durchbrochen wird. Namentlich bei Erzeugung der Funken im lufterfüllten Raum wird man daher den Abstand der Elektroden der Inductionsrolle nie zu gross wählen dürfen.

717 2) Die inducirende Spirale oder Hauptrolle. Da der Raum meist gegeben ist, in welchen der Drath dieser Spirale hineinpassen soll, so kann man ihn beliebig dick wählen, und muss nur die Säule, welche den durch die Spirale geleiteten Strom erzeugt, stets so abändern, dass man des Maximum der inducirenden Wirkung erhält. Gewöhnlich nimmt man den Drath etwa 1^{mm} dick und wickelt ihn zweckmässig in zwei nebeneinander liegenden Windungsreihen auf.

Das in die Rolle gelegte Eisendrathbündel wird aus dünnem Drath gebildet. Die Dräthe brauchen nicht lackirt zu sein, sondern werden nur ausgeglüht, wodurch sie einmal weicher werden, sodann auch an ihrer Oberfläche eine genügend schlecht leitende Hülle erhalten. Dieselben werden nicht zu fest aneinander geschnürt; auch hat man nicht nöthig, allzu viele Dräthe anzuwenden.

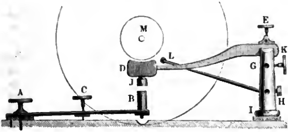
718 3) Die Unterbrechung des inducirenden Stromes wird meist mit Hülfe des Wagner'schen Hammers vorgenommen. Man kann hierbei einmal das Eisendrathbündel in der Hauptrolle selbst als Magnet benutzen, welcher den Hammer antreibt. — Auf diese Weise ist der zuerst von Ruhmkorff angegebene Interruptor, Fig. 331, construirt.

Es sei M das aus der inducirenden Spirale herausragende Ende des Eisendrathbündels, welches daselbst mit einem Eisenringe eingefasst ist. Ein Hebel ED von Metall bewegt sich in einem Lager auf dem metallenen Ständer IK, welcher durch Klemmschraube H mit dem einen Ende der inducirenden Rolle verbunden ist. Ein zwischen die Klemmschrauben E und G eingefügter dünner Silberdrath vermittelt die bessere Leitung zwischen DE und KI. An dem unter M befindlichen Ende des Hebels ist eine Eisenplatte D befestigt, welche unten die Platinplatte J

[1]) Jean, Compt. rend. T. XLVI, S. 186, 1858.* — [2]) Sinsteden, Pogg. Ann. Bd. XCVI, S. 359, 1855.*

trägt. Diese liegt auf einer zweiten, durch die Feder $A\,B$ getragenen Platinplatte B auf. Feder $A\,B$ kann durch die Schraube C gehoben und

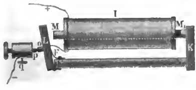
Fig. 331.



gesenkt werden; dieselbe wird mit dem einen Pol der Säule, das freie Ende der inducirenden Spirale mit dem anderen Pol der letzteren verbunden. Dann hebt sich durch die Magnetisirung von M das Eisenstück D an Hebel $D\,E$ gegen M und unterbricht den inducirenden Stromkreis zwischen B und J. Hebel $D\,E$ fällt wieder herunter und schliesst den Stromkreis von Neuem u. s. f. — Der Fig. 330 gezeichnete Interruptor ist ganz ähnlich construirt, nur dass sich die Platte D vor dem Drathbündel M befindet.

Viel zweckmässiger würde man bei dieser Art der Unterbrechung, wie es im Wesentlichen von Sinsteden [1]) angegeben ist, neben die Inductionsrolle I, Fig. 332, ein dem Eisendrathbündel M gleiches und ihm paralleles Drathbündel hinlegen und die einen Enden M_1 und N_1 der beiden Bündel durch ein Querstück K von Eisen verbinden. Die Enden M und N werden mit Eisenplatten belegt. Um ein am Ende N des Drathbündels $N\,N_1$ angebrachtes Charnier bewegt sich dann ein eiserner, als Anker dienender Stab L, der durch die Feder F oder eine zwischen ihn und das Ende N des Bündels $N\,N_1$ geklemmte Kautschukplatte von dem Ende M des Bündels $M\,M_1$ fortgedrückt wird.

Fig. 332.



Auf den Anker L ist die Platinspitze o gelöthet, welche mit dem einen Ende der inducirenden Spirale verbunden ist. Durch die Feder F wird dieselbe gegen eine zweite Platinspitze p gedrückt, die durch die Klemmschraube q, ebenso wie das freie Ende der inducirenden Spirale mit den Polen der Säule in Verbindung steht [1]). Bei den nun erfolgenden Oscillationen des Ankers wird derselbe stets durch die Feder F oder die die-

[1]) Sinsteden, Pogg. Ann. Bd. XCVI, S. 366, 1855.*

selbe ersetzende Kautschukplatte sehr schnell von dem Ende M des Eisendrathbündels $M M_1$ getrennt und so der temporäre Magnetismus des geschlossenen Eisenkreises $M M_1 K N N_1 L$ plötzlich vernichtet. Da dieser Magnetismus sehr viel bedeutender ist als der des Bündels $M M_1$ allein, so ist die Wirkung in Bezug auf den Oeffnungsinductionsstrom bedeutend verstärkt [1]).

719 In neuerer Zeit trennt man gewöhnlich den Interruptor vollständig von dem Inductionsapparat selbst. Man schaltet dann in den Schliessungskreis desselben einen Wagner'schen Hammer ein, dem man die Fig. 247, §. 545 gezeichnete, von Halske angegebene Construction giebt.

Dieser Apparat von Halske erfüllt die Bedingung, dass der inducirende Stromkreis sehr plötzlich zu einer Zeit unterbrochen wird, wo schon die oscillirende Feder des Interruptors eine bedeutende Geschwindigkeit erlangt hat. Die in der kurzen Zeit dieser Unterbrechung inducirte elektromotorische Kraft des Oeffnungsinductionsstromes ist also sehr bedeutend; die Anhäufung freier Elektricitäten an den Enden der Inductionsspirale und die physiologischen Wirkungen derselben sind höchst kräftig. — Ist indess die Oscillationsgeschwindigkeit der Zunge des Hammers allzu schnell, so erhält man keine sehr intensiven Inductionsströme, da der dann bei der jedesmaligen Schliessung des inducirenden Stromkreises gebildete Extrastrom noch nicht völlig ablaufen kann, und so der Eisenkern nicht das Maximnm seiner Magnetisirnng erhält und auch der inducirende Strom nicht bis zum Maximum der Intensität anwächst. Ist dies letztere erfolgt, so ist eine möglichst schnelle Trennung der oscillirenden Theile der Unterbrechungsapparate nöthig, um den Oeffnungsstrom recht kurz andauernd und intensiv zu erhalten [2]).

Bestehen die gegeneinander schlagenden Theile des Interruptors statt aus Platin, aus anderen Metallen, z. B. aus Silber, so beobachtet man nach Sinsteden [4]) an der Inductionsspirale sehr viel geringere Spannungserscheinungen, wahrscheinlich weil dann die Leitung nach der Trennnng durch Theilchen geschmolzenen Silbers noch einige Zeit vermittelt wird und die Unterbrechung des inducirenden Stromes nicht plötzlich genug vor sich geht. — So fand auch Rijke (l c.) im Mittel die Schlagweite der Funken des inducirten Drathes, als die Unterbrechung des inducirenden Stromes geschah zwischen Spitzen von:

Platin	Silber	Palladium	Gold	Knpfer	Coaks
13^{mm}	9,2	8,1	2,3	4,7	0,5.

[1]) Statt die Drathbündel hierbei hinten durch das Eisenstück K zu verbinden, legt Sinsteden auch gegen ihre Enden M_1 und N_1 die Pole eines starken hufeisenförmigen Stahlmagnetes in der Art, dass bei der Magnetisirung der Drathbündel durch den Strom ungleichnamige Pole des Stahlmagnetes und der letzteren einander gegenüberstehen. — [2]) Grove, Phil. Mag. [4.] Vol. IX, p. 2, 1855;* Rijke, Pogg. Ann. Bd. XCVII, S. 67, 1856.* — [4]) Sinsteden, Pogg. Ann. Bd. LXXXV, S. 481, 1852.*

Wird der Anker des Interruptors mit stärkerer Kraft, z. B. durch Gewichte oder starke Federn von dem Magnet fortgedrückt, so geschieht bei Erregung desselben die Unterbrechung schneller, und der Einfluss des Metalls der Spitzen ist weniger bemerkbar.

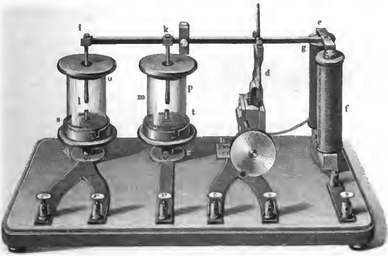
Werden die gegeneinander schlagenden Theile des Interruptors mit den Belegungen eines Condensators verbunden (siehe weiter unten), durch den die an den beiden Theilen der Unterbrechungsstelle angehäuften Elektricitäten nach der Trennung derselben schnell von ihnen fortgenommen werden, so tritt derselbe ebenfalls weniger hervor. Nach Rijke (l. c.) betrugen z. B. hierbei die Schlagweiten der Funken der Inductionsrolle, als Hammer und Amboss bestanden aus:

Platin	Silber	Palladium	Gold	Kupfer	Coaks
14mm	13,9	13,7	13	12,5	0,9.

In einer sehr zweckmässigen Weise wird die Schnelligkeit der Unter- 720
brechung des inducirenden Stromes ohne einen allzu schnellen Gang des Hammerapparates gesteigert, wenn man nach Poggendorff's (l. c.) Vorschlag schlecht leitende Flüssigkeiten zwischen die in Contact kommenden Theile des Interruptors bringt. — Der dazu erforderliche Hammerapparat wird jetzt von Ruhmkorff nach dem Vorgange von Foucault[1]) im Wesentlichen meist in folgender Art construirt.

Vermittelst einer Zahnstange mit Trieb, Fig. 333 lässt sich in einer

Fig. 333.



[1]) Foucault, Compt. rend. T. XLIII, p. 44, 1856.*

Metallhülse *h* eine verticale Stahlfeder *d* auf- und niederstellen, welche oberhalb den horizontalen Hebel *gki* trägt. Auf diesen ist einerseits bei *g* der Eisenstab *e* aufgeschraubt, welcher als Anker zu dem Elektromagnet *f* dient. Andererseits trägt der Hebel zwei Platinstifte *l* und *m*, welche in die Gläser *o* und *p* eintauchen. Diese können zum Theil mit Quecksilber gefüllt werden, in welches die Enden der Platinstifte eintauchen, und das mit einer Schicht von Alkohol bedeckt wird. Die Gläser sind auf Messingschrauben aufgekittet, welche in den messingenen Ständern *q* und *r* auf- und niedergeschraubt werden können. Die Boden der Gläser sind durchbohrt und in die Durchbohrungen Platinstifte *s* und *t* eingekittet, die mit den Messingschrauben leitend verbunden sind. Die Ständer *q* und *r* sind durch Kupferblechstreifen mit den Klemmschranben *A'* und *C'* sowie *B'*, die Metallhülse *h* ist mit den Klemmschrauben *C* und *A*, endlich das eine Ende des Drathes auf dem Elektromagnet *f* mit der Hülse *h*, das andere Ende desselben mit der Klemmschraube *B* verbunden. Die beiden Pole eines einzelnen Grove'schen Elementes werden mit den Klemmen *B* und *B'* verbunden. Der durch *B'r, t, m, k, d*, durch die Spirale von *f* nach *B* fliessende Strom setzt den Hebel *gki* wie bei dem Wagner'schen Hammer in oscillirende Bewegungen. Wird nun der eine Pol einer stärkeren Säule (2 bis 6 Grove'sche oder Bunsen'sche Elemente) mit Klemme *A*, der andere Pol mit dem einen Ende der inducirenden Rolle des Ruhmkorff'schen Apparates, das andere Ende derselben mit Klemme *A'* verbunden, so wird der Strom in derselben bei jeder Hebung des Platinstiftes *l* unterbrochen nnd bei jedem Niedersinken desselben wieder geschlossen. Mit den Klemmen *C* und *C'* können die Belegungen eines Condensators verbunden werden.

Man kann, wie dies bei den älteren Interruptoren von Ruhmkorff der Fall ist, auch den Platinstift *m*, das Glas *p* mit dem Ständer *r* und die Klemmschraube *B'* fortlassen und direct die Pole der Säule mit *B* und dem einen Ende der inducirenden Rolle, das andere Ende derselben wie vorher mit *A'* verbinden. Dann bewirkt der inducirende Strom selbst die Unterbrechungen. Indess ist dabei der Gang des Apparates in Folge der Rückwirkung der Extraströme weniger regelmässig nnd schwieriger zu reguliren.

Ein Gyrotrop, welcher in den Schliessungskreis des inducirenden Stromes eingefügt wird, gestattet eine abwechselnde Umkehrung seiner Richtung.

Bei länger fortgesetztem Spiel des Apparates zerstäubt das Quecksilber in einzelne kleine, schwer wieder zu vereinigende Tropfen, welche sich in dem darüber befindlichen Alkohol vertheilen. Um diesen Uebelstand zu vermeiden, kann man das Quecksilber durch ein specifisch schwereres, flüssiges Platinamalgam ersetzen.

Callan [1]) nimmt statt des Quecksilbers und Alkohols eine mit Oel

[1]) Callan, Phil. Mag. [4.] T. XV, p. 255. 1858.*

übergossene amalgamirte Kupferplatte und macht den Hebelarm, der den auf dieselbe schlagenden Kupferstab trägt, 6 bis 7 Zoll lang, um ihm eine grössere Elongation zu geben.

Die Verstärkung der in der Zeiteinheit erhaltenen Intensität der Inductionsströme oder der an den Enden der inducirten Spirale in der Zeiteinheit angehäuften Elektricitätsmengen, d. i. ihrer freien Spannung daselbst, durch die Zwischenbringung schlecht leitender Flüssigkeiten zwischen die metallischen Enden der Unterbrechungsstelle des inducirenden Stromes besteht in der Beschleunigung seiner Unterbrechung und dadurch erfolgenden Verringerung der Dauer des Oeffnungsinductionsstromes in der Inductionsspirale. Bei der Trennung der einander berührenden Metalltheile entsteht zwischen ihnen ein Oeffnungsfunken, welcher durch die zugleich sich bildenden Extraströme verstärkt wird, und der die Bildung eines kleinen Lichtbogens einleitet. Dieser vermittelt die Verbindung der getrennten Theile noch einige Zeit bis zu einer weiteren Entfernung, so dass der inducirende Strom nur langsam verschwindet. Tritt aber eine schlecht leitende Flüssigkeit, z. B. Alkohol, zwischen die getrennten Theile, so kann dieser Lichtbogen nicht zu Stande kommen. Durch die Flüssigkeit gleichen sich die Elektricitäten, welche in Folge des inducirenden Stromes und des bei seiner Oeffnung in der inducirenden Rolle erzeugten Extrastromes an der Unterbrechungsstelle angehäuft sind, schnell aus und der Strom in derselben Rolle wird auf ein Minimum reducirt, welches von dem Leitungswiderstande der Flüssigkeit abhängt.

Leitet die Flüssigkeit sehr gut, wie z. B. verdünnte Schwefelsäure, so ist die Intensität des Stromes nach der Trennung der metallischen Theile an der Unterbrechungsstelle zu gross, die Verminderung der Intensität des inducirenden Stromes zu klein, als dass eine starke inducirende Wirkung desselben sich ergäbe. — Ist dagegen die Leitungsfähigkeit der Flüssigkeit zu klein, so können sich die bei der Trennung gebildeten Extraströme nicht durch dieselbe ausgleichen; die durch diese Ströme gegen die Unterbrechungsstelle getriebenen Elektricitäten gleichen sich dann rückwärts durch die inducirende Spirale selbst aus und induciren hierbei in der Inductionsspirale einen Strom, welcher dem bei der Oeffnung der ersteren Spirale inducirten entgegengerichtet ist und ihn schwächt [1]).

Ganz ebenso wie eine schlecht leitende Flüssigkeit wirkt nach Fizeau's [2]) Angabe die Verbindung der von einander getrennten Theile an der Unterbrechungsstelle durch einen langen dünnen Drath. — Ebenso wirkt auch die Verdünnung der Luft zwischen denselben, wenn man den ganzen Unterbrechungsapparat, als welchen man dann den Halske'schen Hammer verwenden kann, im Vacuo arbeiten lässt [3]). Hier ersetzt die verdünnte Luft die schlecht leitende Flüssigkeit. Dabei werden aber die

---

[1]) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. XCIV, S. 320. 1855.* — [2]) Fizeau, Compt. rend. T. XXXVI, p. 419. 1853;* Pogg. Ann. Bd. LXXXIX, S. 173* — [3]) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. XCV, S. 156. 1855.*

gegeneinander federnden Platintheile des Interruptors stark angegriffen. Namentlich wirkt dieses Hülfsmittel, wenn die inducirende Rolle aus kurzem und dickem Drathe besteht.

In ähnlicher Art verstärkt auch ein, der Unterbrechungsstelle genäherter Magnet die Inductionswirkung in der Zeiteinheit, da derselbe nach den Untersuchungen von Rijke [1]) den sich bildenden Lichtbogen zur Seite treibt und schneller unterbricht. Der Funken ist dann von einem stärkeren Geräusch begleitet [2]).

721 In einer ganz anderen Art erreicht man dieselben Zwecke durch Verbindung der Belegungen eines Condensators mit den beiden metallischen Theilen der Unterbrechungsstelle. Derselbe ist zuerst von Fizeau (l. c.) angegeben worden. Er besteht je nach der Construction der übrigen Theile des Apparates aus einem dünnen Glimmerblatt oder einem Stück Wachspapier von etwa 10^{ctm} Länge und 6 bis 8^{ctm} Breite, welches beiderseits nach Art einer Franklin'schen Tafel mit Stanniol belegt ist, oder aus einem langen, z. B. 10^{ctm} breiten, 1^{m} langen Streifen von stark gefirnisstem Papier oder Wachspapier, welches beiderseits mit Stanniol belegt ist. Ruhmkorff construirt denselben in der Weise, dass er etwa 20 bis 30 Stanniolblätter von etwa 20^{ctm} Breite und 30 bis 40^{ctm} Länge abwechselnd mit etwas grösseren Blättern von Wachspapier übereinander schichtet, so dass die abwechselnden schmalen Enden der aufeinander folgenden Stanniolblätter über die entgegengesetzten Seiten der Wachspapiere hinüberragen. Sie werden daselbst umgeknifft und zusammengepresst. Auf diese Weise stellen die Stanniolblätter zwei grosse Metalloberflächen dar, welche durch Wachspapier von einander getrennt sind. Auch kann man eine Anzahl mit einander verbundener Franklin'scher Tafeln von dünnem Glase als Condensator verwenden.

Durch die Verbindung der beiden metallischen Punkte, an denen die Unterbrechung des inducirenden Stromes geschieht, mit den Oberflächen des Condensators, wird die Dichtigkeit der daselbst bei der Unterbrechung sich aufhäufenden freien Elektricitäten vermindert, indem sie sich auf den Flächen des Condensators ansammeln. Der durch den Oeffnungsfunken eingeleitete, durch jene Elektricitäten gebildete Lichtbogen, welcher sonst noch einige Zeit die Leitung vermitteln würde, kann daher nicht zu Stande kommen. Die Unterbrechung geschieht daher schneller, der Oeffnungsstrom in der Inductionsspirale entwickelt sich in kürzerer Zeit. Der Oeffnungsfunken wird auf diese Weise geschwächt. Wird dann wiederum der Stromkreis an der Unterbrechungsstelle geschlossen, so entladet sich der Condensator durch dieselbe wieder; man bemerkt daselbst einen starken Funken bei der Schliessung [3]).

Je kräftiger der Condensator die freien Elektricitäten an der Unter-

---

[1]) Rijke, Pogg. Ann. Bd. LXXXIX, S. 166. 1853.* — [2]) Page, Phil. Mag. [4] Vol. I, p. 170. — [3]) Vergl. Rijke, Pogg. Ann. Bd. CVII, S. 67. 1856;* Sinsteden, Pogg. Ann. Bd. XCVI, S. 353. 1855.*

brechungsstelle bindet, desto mehr vermindert sich die Helligkeit des Oeffnungsfunkens, desto heller wird aber der bei der nachher folgenden Schliessung stattfindende Entladungsfunken. Daher wird bei sehr schwacher, ebenso wie bei sehr starker Wirkung des Condensators die Helligkeit der einen oder anderen Funken am bedeutendsten sein; bei einer mittleren aber geringer. — Die Entladungsfunken sind namentlich bei kleineren Condensatoren sehr hell und sehr heiss, da dann die Dichtigkeit der auf dem Condensator aufgehäuften Elektricitäten bedeutend ist. Die Hitze dieser Funken kann so bedeutend sein, dass, wenn die Unterbrechung zwischen Platinspitzen geschieht, wie bei Anwendung des Halske'schen Hammers als Interruptor des inducirenden Stromkreises, dieselben zusammengeschweisst werden [1]).

Verbindet man den Condensator durch einen 40 bis 50^{m} langen, dünnen (etwa $0{,}5^{mm}$ dicken) Neusilberdrath mit der Unterbrechungsstelle, so wird die Entladungszeit desselben vergrössert und so die Hitze der Funken verkleinert, das Zusammenschweissen der Platinelektroden wird vermieden. Zugleich wird aber auch die Ladungszeit des Condensators gesteigert und seine die Zeitdauer der Inductionsströme verkürzende Wirkung verringert [2]).

Da die beim Aufheben der Leitung des inducirenden Stromes an der Unterbrechungsstelle auftretenden Elektricitäten hauptsächlich in Folge des dabei inducirten Extrastromes sich bilden, so wirkt der Condensator um so kräftiger, je stärker dieser Strom hervortritt; desto grösser muss aber auch seine condensirende Oberfläche sein. Dies ist z. B. der Fall, wenn die Intensität des inducirenden Stromes gross ist und der Drath der inducirenden Rolle eine grosse Länge besitzt. — Ist ferner die Inductionsrolle aus einem sehr langen und dünnen Drath gewickelt, so wirkt der in derselben beim Oeffnen der inducirenden Rolle erzeugte Inductionsstrom auf letztere zurück und erzeugt in ihr einen starken Extrastrom. Auch hier verstärken grosse Condensatoren die Wirkung bedeutender als kleinere.

Der Condensator wirkt dagegen weniger, wenn die Unterbrechung des inducirenden Stromes sonst schon auf eine andere Art bedeutend beschleunigt ist; so z. B. wenn die Unterbrechung unter Wasser oder Alkohol geschieht (wobei indess doch noch eine Wirkung des Condensators wahrzunehmen ist), oder noch weniger, wenn sie im luftverdünnten Raume vor sich geht.

Wenn auch nach den vorherigen Angaben die Zeit der Bildung der Inductionsströme durch den Condensator verkürzt, ihre in der Zeiteinheit entwickelte elektromotorische Kraft also in demselben Verhältniss gesteigert wird, und ebenso ihre Fähigkeit, Funkenentladungen (namentlich in gewöhnlicher Luft, die einen grösseren Widerstand darbietet als ver-

---

[1]) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. XCIV, S. 316. 1855.* — [2]) Poggendorff l. c.; vergl. Riess, Pogg. Ann. Bd. XCI, S. 355. 1854.*

dünnte) und physiologische oder mechanische Wirkungen hervorzubringen, verstärkt wird, so ändert die Anwendung desselben selbstverständlich die Gesammtmengen der bei der Oeffnung oder Schliessung des inducirenden Kreises in der Inductionsrolle inducirten elektromotorischen Kraft nicht, da diese in allen Fällen dem völligen Entstehen oder Verschwinden des inducirenden Stromes und des Magnetismus des Eisenkernes entspricht. — Dies kann man auch beobachten, wenn man in den Schliessungskreis der Inductionsrolle ein Galvanometer einschaltet. Bei einmaligem Oeffnen oder Schliessen des inducirenden Stromes erhält man dann in beiden Fällen gleiche Ausschläge, mag der Condensator mit den Elektroden der Unterbrechungsstelle verbunden sein oder nicht [1]).

722 Die Wirkungen des beschriebenen Inductionsapparates unterscheiden sich wesentlich von denen der Magnetelektrisirmaschinen. Bei den letzteren geht die Annäherung und Entfernung der rotirenden, mit den Inductionsrollen umwickelten Anker zu und von den Polen des Magnetes mit stets gleicher Geschwindigkeit vor sich. Die dem Auftreten und Verschwinden des Magnetismus in den Ankern entsprechenden inducirten Ströme, welche eine entgegengesetzte Richtung haben, werden daher nicht nur eine gleiche Gesammtintensität besitzen, sondern es werden auch die in correspondirenden Zeiteinheiten in beiden Fällen inducirten Elektricitätsmengen ebenso wie auch die Dichtigkeiten der abwechselnd an dem einen oder anderen Ende der Inductionsspirale angehäuften Mengen positiver und negativer Elektricität gleich sein.

Anders verhält es sich bei dem zuletzt beschriebenen elektromagnetischen Inductionsapparate. Bei diesem bildet sich bei der Schliessung des inducirenden Stromes in der inducirenden Spirale ein geschlossener Kreis, in welchem sich der Anfangsextrastrom entwickelt, wobei zugleich die Magnetisirung des Eisenkernes verzögert wird. Bei der Schliessung wird also die elektromotorische Kraft während einer längeren Zeitdauer inducirt, sie ist in jeder Zeiteinheit kleiner. Beim Oeffnen des inducirenden Stromes bildet sich dagegen kein solcher geschlossener Kreis, die Unterbrechung des inducirenden Stromes geschieht plötzlich, der Oeffnungsstrom in der inducirenden Spirale verfliesst schnell, was auch noch durch die besonderen, §. 719 bis 721 beschriebenen Hülfsmittel befördert wird; der hierbei inducirte Oeffnungsstrom in der Inductionsspirale entwickelt sich in sehr kurzer Zeit; er besitzt also bei gleicher Gesammtintensität in der Zeiteinheit eine grössere elektromotorische Kraft oder „Spannung" als der Schliessungsstrom.

Verbindet man daher zunächst die Enden der Inductionsrolle unmittelbar miteinander und schaltet in ihren Schliessungskreis ein Galvanometer ein, so zeigt dasselbe die durch die abwechselnde Wirkung der entgegengesetzt gerichteten Oeffnungs- und Schliessungsströme bewirkte dop-

[1]) Vergl. Poggendorff l. c.

pelsinnige Ablenkung. — In einem Voltameter werden durch diese Ströme Sauerstoff und Wasserstoff an beiden Elektroden entwickelt; aus Jodkaliumkleister wird ebenso beiderseits Jod abgeschieden [1]).

Schaltet man aber zwischen die Enden der Inductionsrolle einen Körper von sehr grossem Widerstand ein, verbindet man sie z. B. mit zwei kleinen Metallplatten, zwischen die man ein Stück trockenes Fliesspapier gelegt hat, so zeigt das in den Stromkreis der Inductionsrolle eingeschaltete Galvanometer eine stetige Ablenkung nach der einen Seite, welche angiebt, dass nur der beim Oeffnen der Hauptrolle inducirte Strom durch die Papierschicht hindurchgegangen ist [2]).

Aehnliche Unterschiede ergeben sich, wenn die von den Enden der Inductionsrolle ausgehenden Dräthe in einiger Entfernung in der Luft einander gegenüberstehen. Auch hier kann hauptsächlich nur der Oeffnungsstrom unter Funkenbildung übergehen; ein in den Stromkreis eingeschaltetes Galvanometer zeigt jetzt die diesem letzteren entsprechende Ablenkung (das Nähere siehe im folgenden Capitel).

Um stärkere Wirkungen als durch einen einzelnen Inductionsapparat 723
zu erzielen, leitet Foucault [3]) den Strom einer Säule in zwei Zweigen durch die inducirenden Rollen zweier Ruhmkorff'schen Apparate nebeneinander, und unterbricht dieselben durch zwei Interruptoren, während zwischen denselben und den Rollen ein Drath die Verbindung zwischen letzteren herstellt. Die Inductionsrollen werden hintereinander verbunden.

Auf diese Weise wirken die Interruptoren gleichzeitig, und die Wirkung der Inductionsströme, z. B. bei der Funkenentladung ist sehr bedeutend erhöht. Dabei vermehren sich die Wirkungen der Extraströme in den einzelnen Maschinen nicht, wie wenn sie hintereinander zu einem nur durch einen Interruptor unterbrochenen Kreise, also gewissermassen zu einer grösseren Maschine verbunden wären. Es wächst also, wenn man die Inductionsrollen der Apparate hintereinander verbindet, die elektromotorische Kraft proportional der Zahl der Maschinen. — Bei Anwendung von mehr als zwei Maschinen bieten sich indess in der Verbindung derselben manche Schwierigkeiten dar.

Werden die primären inducirenden Rollen zweier Inductionsapparate A und B hintereinander verbunden, die Inductionsrollen aber getrennt gelassen, und aus der Rolle von A Funken gezogen, so wird, wenn die Rolle von B ungeschlossen bleibt, der Funkenstrom durch Einschiebung eines Drathbündels in B geschwächt, er tritt aber in früherer Stärke hervor, wenn man die Inductionsrolle von B metallisch schliesst.

---

1) Für diese Zwecke hat man auch die Richtung der Inductionsströme gleich zu machen gesucht, indem man mit dem Interruptor noch einen eigenen Commutator verband. Die nähere Einrichtung dieses noch wenig angewandten Apparates von Heidenreich s. Pogg. Ann. Bd. XCVII, S. 275. 1856.* — 2) Poggendorff l. c. S. 309.* — 3) Foucault, Compt. rend. T. XLII, p. 215. 1856.*

Umgekehrt, werden die inducirenden Rollen von A und B nebeneinander verbunden, so verstärkt die Einschiebung des Eisenbündels in B die Funken der Inductionsrolle in A und die metallische Schliessung der Inductionsrolle von B hebt die Verstärkung auf.

Der Grund liegt hier in dem, beim Oeffnen der inducirenden Spirale entstehenden Extrastrom, welcher den Verlauf des Inductionsstromes der inducirten Spirale verzögert, indem er noch anwächst, während der inducirende Strom aufhört. Bei Hintereinanderverbindung der inducirenden Rollen beider Apparate wird dieser Extrastrom verstärkt, wenn man in die inducirende Spirale von B einen Eisenkern einlegt, und so wird die Funkenbildung durch die Inductionsströme von A geschwächt [1]). Sind aber die Apparate nebeneinander verbunden, so fliesst der Extrastrom der inducirenden Spirale B in der Spirale A dem in letzterer inducirten Extrastrome entgegen, schwächt ihn und verstärkt so die Funkenwirkung. Wird die Inductionsspirale von B metallisch geschlossen, so inducirt der in ihr entstehende Strom rückwärts in der inducirenden Spirale von B einen dem inducirenden entgegengerichteten Strom, so dass in allen Fällen hierdurch die Wirkung des Drathbündels in derselben vermindert wird.

[1]) Poggendorff l. c. S. 832.*

Fünftes Capitel.

Spannungserscheinungen und Funkenentladung der Inductionsströme.

I. Spannungserscheinungen an den Enden der geöffneten Inductionsspiralen.

Versucht man auf irgend eine Weise in einer, aus einem langen dünnen Drath gewundenen Inductionsspirale, deren Enden nicht miteinander verbunden sind, Inductionsströme zu erregen, sei es, indem man einen Magnet der Spirale abwechselnd nähert und denselben von ihr entfernt, sei es, dass man durch eine in die Inductionsspirale hineingesteckte inducirende und mit Eisendrathbündeln gefüllte Spirale einen unterbrochenen Strom leitet, so beobachtet man an den isolirten Enden der Inductionsspirale Zeichen der Anhäufung von freier Spannungselektricität. 724

Indirect ist diese Erscheinung von du Bois-Reymond [1]) durch die Zuckungen eines Froschpräparates nachgewiesen worden.

Verbindet man den Nerv eines präparirten Froschschenkels mit dem einen Ende eines Inductionskreises und leitet entweder den Schenkel oder das andere Ende des Kreises zum Erdboden ab, so zuckt jedesmal der Schenkel, wenn durch irgend ein Mittel in dem Kreise eine elektromotorische Erregung inducirt wird, die bei völliger Schliessung einen Inductionsstrom in ihm erregen würde. Diese Zuckungen treten auch ein, wenn der Nerv unterbunden oder durch einen feuchten Papierstreif mit dem Ende des metallischen Leiters verbunden wird. Sie zeigen sich, mag nun der Inductionsstrom durch eine doppelte Drathrolle mit oder ohne Eisendrathbündel oder eine Magnetelektrisirmaschine erzeugt wer-

[1]) Du Bois-Reymond, Jahresbericht 1845. S. 538.* Untersuchungen Bd. I, S. 429.*

den. Du Bois-Reymond bezeichnet diese Zuckungen mit dem Namen der unipolaren Inductionszuckungen.

Sind beide Enden des Inductionskreises sehr vollständig isolirt, so tritt keine Zuckung des Froschschenkels ein.

Da ein Froschschenkel einige Zeit nach dem Tode vorzüglich bei dem Beginn eines in seinem Nerven absteigenden, und auch bei dem Aufhören eines in demselben aufsteigenden Stromes zuckt, nicht aber, oder sehr viel schwächer beim Aufhören des absteigenden und Beginn des aufsteigenden Stromes, so kann ein solcher Schenkel zur Bestimmung der Richtung der Elektricitätsbewegung in der geöffneten Inductionsspirale dienen. Es ergiebt sich dann, dass die Bewegungen der freien Elektricitäten nach den Enden des ungeschlossenen Inductionskreises hin dieselben sind, welche bei völliger Schliessung des Kreises den jedesmal in ihm inducirten Strom hervorrufen würden.

Werden die Enden des Inductionskreises durch einen schlechten Leiter, z. B. einen 30mm langen Streifen von feuchtem Fliesspapier, verbunden, und wird der Nerv des Froschschenkels auf irgend eine Stelle des Streifens gelegt, so zuckt der Muskel stets, da der Inductionsstrom einen Theil des Nerven direct durchfliesst. Wird der Nerv aber zwischen dem Muskel und dem Papierstreifen unterbunden, so zuckt der Muskel nur bei Ableitung des Schenkels. Ein geeignetes Froschpräparat zeigt dann in der Halbirungslinie der Länge des Papierstreifens keine Zuckung, und zwei solche Präparate, auf beide Hälften desselben gelegt, zucken abwechselnd bei Umkehr der Richtung des Inductionsstromes, und zwar um so stärker, je weiter ihre Nerven von der Halbirungslinie entfernt sind. Es wird hierdurch nachgewiesen, dass auch auf dem Schliessungskreise des Inductionsstromes eine Vertheilung der freien Elektricität stattfindet, welche der in dem Schliessungskreise einer Hydrosäule völlig analog ist. (Vergl. Theil I, §. 62 und folgende.)

Man kann dies auch in der Weise zeigen, dass man die Enden der Inductionsrolle eines Ruhmkorff'schen Apparates durch einen verhältnissmässig sehr langen Drath schliesst, und nun zwei Punkte desselben mit den beiden Spitzen eines Funkenmikrometers verbindet. Während bei Verbindung der Enden der Inductionsrolle selbst mit letzteren die Schlagweite durch Einschaltung jenes langen Drathes kaum abnimmt, vermindert sie sich immer mehr, je näher die Ableitungspunkte des Drathes zum Mikrometer aneinander liegen [1]).

725 Die freien Elektricitäten an den Enden der geöffneten Inductionsspirale sind ferner von Masson und Breguet und namentlich von Sinsteden nachgewiesen worden.

Masson und Breguet [2]) haben zu ihren Versuchen eine aus zwei

[1]) Koosen, Pogg. Ann. Bd. CVII, S. 212. 1859.* — [2]) Masson und Breguet, Ann. de Chim. et de Phys. [3.] T. IV, p. 129. 1842.*

gleichen Kupferdräthen von je 650m Länge gewundene Doppelspirale verwendet. Durch einen Commutator, ähnlich wie die Theil I, §. 167 beschriebenen, wurde durch den einen Drath der Spirale abwechselnd der Strom einer starken Säule geleitet und derselbe geöffnet. Die Enden des anderen Drathes, in welchem bei diesem Verfahren abwechselnd gerichtete Ströme inducirt wurden, konnten mit den Belegungen eines Condensators in Verbindung gesetzt werden. Durch einen zweiten Commutator, welcher auf dieselbe Axe, wie der im Stromkreise des inducirenden Stromes befindliche, aufgesetzt war, konnte bewirkt werden, dass nur die bei der Oeffnung oder nur die bei der Schliessung des inducirenden Stromes inducirten Ströme zu dem Condensator gelangten.

Wurde nun, während das eine Ende des inducirten Drathes fest mit der oberen Belegung des Condensators verbunden war, das andere Ende der unteren Belegung des letzteren genähert, so sprangen Funken über. Die im Condensator angehäuften Elektricitäten entsprachen völlig der Richtung des inducirten Stromes. — Die bei der Schliessung des primären Stromes inducirten Ströme zeigten viel schwächere Ladungen als die Oeffnungsströme.

Wurde eine inducirende Spirale AB mit einer zweiten geöffneten Inductionsspirale $A_1 B_1$ umgeben, die Verbindung der correspondirenden Enden A und A_1 oder B und B_1 mit den Händen durch Handhaben hergestellt und nun der Stromkreis von AB geöffnet, so erhielt man keine Erschütterung; wohl aber, wenn man die Enden A und B_1 oder A_1 und B mit den Händen verband. Diese Enden würden auch, in Folge des Inductionsstromes in AB und des Extrastromes in $A_1 B_1$, den Belegungen eines Condensators entgegengesetzte Ladungen ertheilen können.

Lässt man die Enden des inducirten Drathes der §. 715 und flgde. beschriebenen elektromagnetischen Inductionsapparate isolirt von einander, so giebt jedes Ende des inducirten Drathes für sich mit dem Finger berührt einen Funken, welcher seine elektrische Ladung bekundet; ist das eine Ende abgeleitet, so ist der Funken, welchen man aus dem isolirten Ende ziehen kann, viel stärker, indem jedesmal die durch die Induction in der inducirten Spirale erzeugte elektromotorische Kraft, wie in einem gewöhnlichen Hydroelement, die Differenz der elektrischen Dichtigkeiten an beiden Enden der Inductionsspirale constant erhält. 726

Berührt man nach Sinsteden [1]) bei einem Inductionsapparat, dessen Inductionsspirale aus vielen übereinander liegenden, je ihrer ganzen Länge nach gewundenen Windungsreihen besteht, das äusserste Ende der obersten Windungsreihe der Inductionsspirale und irgend eine Stelle der inducirenden Spirale oder des in ihr liegenden Eisenkernes mit den Händen, so erhält man einen Schlag, indem die Elektricität, welche am inneren, der inducirenden Spirale und dem Eisenkern zunächst liegenden Ende der

[1]) Sinsteden, Pogg. Ann. Bd. LXIX, S. 361. 1846;* Bd. LXXXV, S. 465. 1852.*

inducirten Spirale angehäuft ist, jedesmal die ungleichnamige Elektricität in den ihr benachbarten Körpern bindet und die gleichnamige frei macht, welche sich dann mit der ungleichnamigen Elektricität des äusseren Endes der inducirten Spirale ausgleicht. Verbindet man dagegen das innere Ende der inducirten Spirale mit jenen Stellen durch die Hände, so kann man keinen Schlag erhalten, da beiderseits gleichnamige Elektricitäten angehäuft sind. — Nur wenn die inducirende Spirale lang ist, und beim Oeffnen derselben in ihr Extraströme entstehen, die ihre Enden mit entgegengesetzten Elektricitäten laden, kann man bei Verbindung des einen oder anderen ihrer Enden mit dem inneren Ende der inducirten Spirale eine Erschütterung wahrnehmen.

Auch als Sinsteden zwischen die inducirende und inducirte Spirale ein Stanniolblatt zwischenschaltete, welches zwischen zwei stark gefirnisste Papierblätter eingelegt war, und um die inducirte Spirale gleichfalls erst ein gefirnisstes Papierblatt, und dann ein Stanniolblatt wickelte, erhielt er, als beide Stanniolblätter mit zwei isolirten, einander gegenüberstehenden Drathspitzen verbunden waren, zwischen denselben beim abwechselnden Oeffnen und Schliessen des inducirenden Stromes eine Reihe von lebhaften Inductionsfunken, indem die an den Enden der Inductionsspirale angehäuften Elektricitäten in den Stanniolblättern die entgegengesetzten Elektricitäten durch Influenz vertheilten, und die ihnen gleichnamigen Elektricitäten derselben durch die Spitzen sich ausgliehen [1]).

727 Auch an der Magnetelektrisirmaschine hat Sinsteden [2]) Spannungserscheinungen dargethan. Er isolirte den Magnet einer starken Saxton'schen Maschine mittelst untergelegter Gummiplatten, bedeckte die Pole des Magnetes und den Anker mit Wachstaffent und Schellack, und stellte gleichfalls die Federn, welche auf dem mit den Enden der Inductionsrollen verbundenen Commutator schleiften, auf drei Zoll hohe, mit Schellack lackirte Glasfüsse. Die Federn waren wie bei dem Stöhrer'schen Apparat gespalten, so dass der Strom in der zwischen ihnen eingeschalteten Leitung stets gleiche Richtung behielt. Ein Galvanometer bestimmte diese Richtung. Es wurde nun ohne directe Verbindung der Federn ein an der einen derselben befestigter Metallknopf isolirt, und der mit der anderen verbundene Metallknopf mit einem Elektroskop berührt. Dasselbe zeigte an dem als positiver Pol der Inductionsspirale dienenden Knopf positive, an dem anderen Knopf negative Elektricität. Bei der Ableitung des einen der beiden Knöpfe zeigte der andere eine viel bedeutendere Ladung als vorher. — Auch der Stahlmagnet der Maschine hatte eine, der Elektricität des nicht abgeleiteten Knopfes gleichnamige Ladung erhalten, indem die in jenem Knopf angehäufte Elektricität im Magnet eine ihr entsprechende Menge ungleichnamiger Elektricität zu sich hinzog und

[1]) Sinsteden l. c. — [2]) Sinsteden, Pogg. Ann. Bd. LXIX, S. 353. 1846.*

dagegen eine ebenso grosse Menge gleichnamiger Elektricität in Freiheit setzte.

Wurde durch eine geeignete Federverbindung bewirkt, dass zunächst die Inductionsspiralen in sich geschlossen, dann aber in einem bestimmten Moment geöffnet wurden, in welchem sich also in ihnen ein Oeffnungsextrastrom bilden würde, so zeigten in diesem Moment die mit ihren Enden verbundenen Metallknöpfe viel stärkere Spannungserscheinungen, und schon jeder derselben für sich gab, selbst wenn der andere isolirt blieb, Funken und physiologische Wirkungen. Auch der Stahlmagnet zeigte bedeutendere Spannungen.

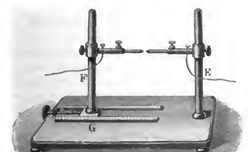
Wurden beide Knöpfe untereinander metallisch verbunden, so zeigte sich an dem Apparate gar keine freie Spannungselektricität.

II. Inductionsfunken.

1. Funken im lufterfüllten Raum.

Sind die Enden der Inductionsrolle des Inductionsapparates durch 728
eine Luftschicht von einander getrennt, so springen zwischen ihnen Funken über, wenn die Dichtigkeit der an den Enden aufgehäuften Elektricitäten genügend gross ist, um die Luftschicht zu durchbrechen. Zur Herstellung dieser Funken kann ein gewöhnliches Funkenmikrometer dienen. Bequemer ist dazu ein in seinen Hauptteilen von **Poggendorff** construirter Apparat. Auf einem Brett, Fig. 334, befindet sich ein Glasstab *E*, an dem sich eine messingene Hülse verschieben lässt, die eine Klemmschraube zur Aufnahme des einen Endes des Inductionsdrathes trägt, und in die man verschiedene Dräthe und Stäbe mit Kugeln oder Spitzen einsetzen kann. Ein dem ersten ganz gleicher Glasstab *F* mit denselben Vorrichtungen verschiebt sich auf dem Schlitten *G*, so dass die an beide Stative angesetzten Stäbe oder Dräthe in eine genau messbare Entfernung von einander gebracht werden können. Eine genauere Einstellung lässt sich leicht durch eine Mikrometerschraube erzielen. Auch lässt sich der Apparat unter die Glocke einer Luftpumpe

Fig. 334.



bringen, und vermittelst einer Stopfbüchse die Stellung desselben reguliren.

Lässt man mit Hülfe dieses Apparates die Inductionsfunken zwischen zwei Metallspitzen übergehen, so zeigt ein in den Stromkreis der Inductionsrolle eingefügtes Galvanometer in den meisten Fällen an, dass nur der Oeffnungsstrom die Luftschicht zwischen den Spitzen durchbricht, da meist nur bei ihm die Elektricitäten in gehöriger Dichtigkeit an den Enden der Inductionsrolle sich anhäufen, um durch ihre Anziehung den Widerstand der zwischen denselben befindlichen Luftschicht zu überwinden. Ebenso werden in diesen Fällen die Elektroden eines in den Schliessungskreis der Inductionsrolle eingefügten Voltameters polarisirt, und aus Jodkaliumkleister wird nur einseitig Jod abgeschieden; auch die Löthstelle eines in denselben eingeschalteten Wismuth-Antimon-Thermoelementes wird erkältet oder erwärmt, je nach der Richtung des Oeffnungsstromes. Die Wärmewirkungen in dem Drath der Inductionsrolle selbst sind dabei sehr viel schwächer, als wenn die Enden derselben direct mit einander verbunden werden, da bei gleichbleibender elektromotorischer Kraft E der Widerstand der Schliessung r sehr viel bedeutender, also der die Wärmewirkung w bestimmende Quotient $w = \frac{E^2}{r}$ *const.* ebenfalls kleiner ist [1]).

729 Bei den Inductionsapparaten, bei welchen die Inductionsrolle in einzelnen, die ganze Länge derselben einnehmenden und so übereinander gelagerten Windungsreihen besteht, zeigt sich ein Unterschied zwischen der Ansammlung der Elektricitäten auf dem (inneren) Ende der ersten und dem (äussersten) Ende der letzten äussersten Windungsreihe.

Während von letzterem bei Erregung des Apparates bei Annäherung eines Leiters in ziemlich weiter Entfernung Funken überspringen, an demselben also eine bedeutende Anhäufung von Elektricität stattfindet, sind die Funken von dem inneren Ende nur kurz. In der inneren Lage der Windungen werden nämlich die bei der Induction angehäuften freien Elektricitäten durch die benachbarten Metallmassen der inducirenden Spirale und des Eisenkernes gebunden, so dass sie sich hier nicht in gleicher Dichtigkeit frei anhäufen können, wie an dem Ende der äussersten Windungsreihe. Bei starker Erregung des Apparates kann hierdurch sogar ein Ueberspringen von Funken von den inneren Theilen der Inductionsrolle zu der inducirenden Rolle oder dem Eisenkern stattfinden (vergl. §. 726).

Verbindet man das innere Ende der Inductionsrolle mit einem langen isolirten Drath, oder zieht man aus demselben die Funken durch einen Körper von grosser Oberfläche, so wird diese Anomalie aufgehoben, da im

---

1) Poggendorff und Riess, Pogg. Ann. Bd. XCIV, S. 310. 1855.*

ersten Fall die condensirende Wirkung der primären Rolle und des Eisenkernes gegen die an dem Ende des Drathes angehäuften Elektricitäten nicht stark hervortreten kann, im zweiten die Influenz des genäherten Körpers auf die Elektricität am inneren Ende die von den inneren Theilen des Inductionsapparates ausgeübte Influenz auf dieselben überwindet [1]).

Die Inductionsfunken selbst bieten in fast allen Beziehungen eine 730
grosse Analogie mit den Entladungsfunken der Elektrisirmaschine dar; so sind sie wie diese länger, wenn die positive Elektrode zugespitzt, die negative abgeflacht ist, als wenn umgekehrt letztere zugespitzt, erstere abgeflacht ist [2]); sie springen auf einen weiteren Abstand über, wenn die Elektroden aus leichter schmelzbaren Metallen bestehen [3]); man kann sie zu langen Blitzen ausdehnen, wenn man sie zwischen Metallfeilspänen, welche mit Schellackfirniss auf Glas geklebt sind, oder auf der Vergoldung des Schnittes eines Buches überschlagen lässt, man kann durch sie die elektrischen Bilder erzeugen u. s. f.

Auch die Pausenerscheinungen, welche man an den Entladungsfunken der Elektrisirmaschine beobachtet, wiederholen sich an den Inductionsfunken. Lässt man die Funken des Inductionsapparates zwischen zwei polirten Metallkugeln von 3 bis 4^{mm} Durchmesser (vergoldeten Tuchnadeln) überschlagen, und entfernt dieselben voneinander, so hört der zwischen ihnen circulirende continuirliche Funkenstrom auf. Man kann denselben wieder hervorrufen, wenn man den Kugeln von der Seite einen Holzspan, ein Stück Kartenpapier u. s. f. nähert, bis dieselben in der, beide Kugeln tangirenden Ebene liegen. Durch Influenz des Halbleiters wird hierbei die Dichtigkeit der Elektricität an den einzelnen Punkten der Kugeln vermehrt, und so werden die anderen Arten der Entladung in die Funkenentladung zwischen diesen Punkten umgewandelt.

Bei spitzen Elektroden, welche so weit voneinander entfernt sind, dass die Funkenentladung zwischen ihnen aufgehört hat, kann man den Funkenstrom wieder hervorrufen, wenn die Funken über den Halbleiter selbst hinweggehen. Er erscheint auch, wenn man vor die eine Elektrode einen Streifen Papier hält, durch den die Funken hindurchschlagen müssen. Namentlich vor der (für den Oeffnungsstrom) negativen Elektrode wirkt das Einschalten des Papieres. — Bei diesem Verfahren wird die Dichtigkeit der Elektricität an den spitzen Enden der Elektroden vermindert, und dadurch die Bildung eines Lichtbüschels an denselben zum Theil aufgehoben, wogegen sich die Dichtigkeit an den Seitenflächen der Elektroden vermehrt [4]).

Diese Erscheinungen entsprechen ganz den bei der Entladung der

[1]) De Castro, in du Moncel, Recherches sur la non-homogénéité de l'étincelle d'induction. Paris 1860. p. 69.* — [2]) Riess, Pogg. Ann. Bd. XCIX, S. 637. 1856.* — [3]) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. XCIV, S. 636. 1855.* — [4]) Riess, Pogg. Ann. Bd. XCIX, S. 636. 1856.*

Reibungselektricität zwischen zweien entgegengesetzt geladenen Conductoren auftretenden Pausenerscheinungen [1]).

731 Die Inductionsfunken, welche zwischen zwei Kugeln oder Drähten im lufterfüllten Raume erzeugt werden, sind zusammengesetzt aus glänzenden Lichtstrahlen, welche zwischen den Elektroden übergehen und einer Lichthülle, welche an der Endfläche der positiven Elektrode beginnt, daselbst röthlich ist und sich mit lavendelblauem Licht noch über die negative Elektrode ausbreitet (Fig. 335). Die Lichtblitze im Inneren der Hülle erscheinen meist gekrümmt. Sie bilden sehr schmale helle Lichtlinien. Müssen die Funken dichtere Medien durchbrechen, entstehen sie z. B. zwischen zwei Metallspitzen, zwischen die man einen Tropfen Olivenöl gebracht hat, so erscheinen sie unter dem Mikroskop aus einzelnen, in mehr oder weniger spitzen Winkeln zusammenlaufenden Linien zickzackförmig gebildet [2]).

Wendet man hierbei zwei flache und an ihren Spitzen abgerundete Drähte als Elektroden an, welche zwischen zwei Glasplatten fest eingeklemmt sind, so kann man die genauere Zusammensetzung der Entladung sehr gut studiren. Es zeigt sich dann, dass das blaue Licht die negative Elektrode ganz umhüllt, und von dem von der positiven Elektrode ausgehenden, kegelförmig sich erweiternden, röthlichen Licht durch einen dunklen Zwischenraum getrennt ist. Die hellen Lichtfunken gehen hauptsächlich von der positiven Elektrode aus und durchbrechen die ebenerwähnten Theile ihrer Lichthülle. Fig. 336 giebt ein Bild dieser Erscheinung bei 80maliger Vergrösserung [3]). Einer längeren Beobachtung derselben stellt sich die Fortführung von metallischen Theilen von den Elektroden hinderlich in den Weg, durch welche die Glasplatten bald mit einem glänzenden, vielfarbigen Metallüberzug bedeckt werden.

Lässt man die Entladung in der Flamme einer Kerze übergehen, so zeigt sich bei langsamem Gange des den inducirenden Strom unterbrechenden Apparates eine in blendendem Weiss erscheinende Entladung, in welcher der helle Entladungsfunke nicht mehr zu erkennen ist. Dieselbe ist von transversalen dunklen Schichten durchzogen, welche bis an die positive Elektrode herangehen, von der negativen aber wiederum durch einen dunklen Zwischenraum getrennt sind. (Vergl. Fig. 337.) An der negativen Elektrode selbst kann man in diesem Fall das blaue Glimmlicht nicht sehen; dieselbe ist mit Russ bedeckt, welcher lebhaft glüht.

Sehr deutlich erscheinen hierbei die Funken aus einzelnen hellleuchtenden und dunklen Theilen gebildet, wenn man dieselben in einer russenden Flamme, z. B. von Terpentinöl, oder in Luft, in die Kohlenstaub gestreut wird, zwischen den Elektroden übergeben lässt. — Ganz analog

---

[1]) Vergl. Riess l. c. p. 1.* — [2]) Fabbri, Nuovo Cimento T. VII, p. 182. 1858; Archives N. S. T. II. p. 58.* — [3]) du Moncel, Compt. rend. T. XL, p. 312. 1855;* Pogg. Ann. Bd. XCV, S. 175;* Recherches sur la non-homogénéité de l'étincelle d'induction. Paris 1860. p. 74 u. flgde.*

schichtet sich Kohlenpulver, welches auf einer Glasplatte ausgebreitet ist, und durch welches die Funken hindurchgehen [1]).

Die Funken im Inneren der Lichthülle selbst bestehen aus einzelnen, von den Elektroden losgerissenen glühenden Theilen, wie namentlich die

Fig. 335.



Fig. 336.



Fig. 337.



Untersuchung ihres Spectrums zeigt. Sie sind daher am hellsten bei Anwendung von Elektroden von verschiedenen Metallen, und je nach der Natur derselben gefärbt, bei Kupferelektroden gelbgrün, bei solchen von Gold gelblich, bei Aluminium gelbviolett, bei Cadmium wenig hell und lila, bei Blei sehr unregelmässig und violett, bei Wismuth röthlich, bei Quecksilber weiss u. s. f. Bei letzteren Metallen zeigen sich namentlich an der positiven Elektrode viele vereinzelte Funken, die besonders beim Wismuth in schönem hellem Blaugrau, beim Quecksilber in weisser Farbe erglänzen, und durch ihren Glanz die röthlich gefärbte Lichthülle nicht erkennen lassen. — Die Lichthülle ist gleichfalls je nach der Natur der Elektroden verschieden gefärbt; sie ist bei Kupferelektroden grünlich, bei Zinkelektroden bläulich u. s. f. [2]).

Die Entladung der Inductionsrolle scheint in der Weise vor sich zu 732
gehen, dass zuerst, wenn sich an den gegenüberstehenden Enden derselben die Elektricitäten in grosser Dichtigkeit angesammelt haben, dieselben sich unter Bildung eines Funkens vereinen. Durch diesen Funken wird die Luft zwischen jenen Enden mechanisch auseinander gesprengt und stark verdünnt, und es verbreiten sich auch die durch den Funken zer-

[1]) Quet und Seguin, Compt. rend. T. XLVIII, p. 338. 1859.*; — [2]) Fabbri l. c.

strenten leitenden Theile der Elektroden in derselben. Man kann diese mechanische Wirkung der Funken zeigen, wenn man sie in einem Kinnersley'schen Luftthermometer überschlagen lässt. Bei jedem Funken erhebt sich die den abgeschlossenen Luftraum des Thermometers begrenzende Flüssigkeitssäule plötzlich und sinkt sogleich wieder nieder. Ebenso wird Kohlenpulver, welches auf einer Glasplatte ausgebreitet ist, und durch welches man die Funken durchschlagen lässt, zerstäubt und von den Elektroden wie durch einen Wind fortgeblasen [1]).

In dem durch die Funken gebildeten luftverdünnten und besser leitenden Raum gehen dann die übrigen in der Inductionsspirale angehäuften Elektricitätsmengen in einer continuirlichen, dem Ohm'schen Gesetz entsprechenden Entladung über, und erfüllen ihn mit bläulichem Glimmlicht.

Lässt man die Inductionsfunken zwischen zwei Spitzen übergehen und vor denselben einen Spiegel um eine Axe rotiren, welche der Verbindungslinie der Spitzen parallel ist, so erscheint im Spiegel die Lichthülle einseitig durch den linearen Funken begrenzt und im Sinne der Drehung des Spiegels verlängert; ein deutlicher Beweis, dass die Lichthülle sich erst mit dem momentanen Funken bildet und denselben noch längere Zeit überdauert [2]).

733 Das Verhältniss der durch den Funken plötzlich entladenen und in der Lichthülle continuirlich übergehenden Elektricitätsmengen ist bei dem Inductionsfunken sehr verschieden nach verschiedenen Umständen, und es unterscheidet sich in dieser Beziehung die Funkenentladung zwischen den Enden der Inductionsrolle wesentlich von der der Leydener Batterie. Dies lässt sich namentlich auch an der Ablenkung eines Galvanometers studiren, welches in den, durch ein Funkenmikrometer unterbrochenen Schliessungskreis der Inductionsrolle eingeschaltet ist.

Bekanntlich ist die Ablenkung der Nadel eines Galvanometers durch den, durch seine Windungen hindurchgeleiteten Entladungsstrom der Leydener Batterie nur abhängig von der entladenen Elektricitätsmenge, unabhängig aber von der Dichtigkeit der Elektricität in der Batterie und dem Widerstand des Schliessungskreises, vorausgesetzt, dass der Durchgang der Elektricitätsmenge durch die Windungen schnell genug erfolgt, dass während seines Verlaufes die Nadel ihre ursprüngliche Stellung nur um sehr wenig geändert hat.

Ganz anders verhält sich die Entladung der Inductionsrolle. Liess z. B. Koosen [3]) bei gleichbleibender (etwa 10mal in der Secunde erfolgender) Unterbrechung der inducirenden Rolle durch einen, dem Foncault'schen Interruptor ähnlichen Apparat unter Einschaltung verschiedener Widerstände W in den Schliessungskreis die Inductionsfunken in gleicher

---

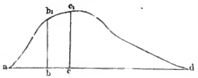
[1]) Vergl. du Moncel l. c. p. 25.* — [2]) Lissajous, Compt. rend. T. XLIX, p. 1009. 1859.* — [3]) Koosen, Pogg. Ann. Bd. CVII, S. 193. 1859.*

.Schlagweite (1/10 — 2^{mm}) übergehen, so nahm die Ablenkung der Nadel eines Galvanometers immer mehr ab. Wenn man nun den Widerstand R einer bestimmten Länge (1^{mm}) des die Funkenentladung vermittelnden, mit Luft erfüllten Schlagraumes nach dem Ohm'schen Gesetze aus der beobachteten Stromintensität I berechnet, so wächst derselbe mit abnehmender Stromintensität. Wenn man dagegen die Schlagweite S vermindert, so steigt umgekehrt der Werth R. So fand unter Anderem Koosen[1]):

W.	S.	I.	R.	S.	I.	R.
0	1^{mm}	0,231	—	$^1/_4{}^{mm}$	0,384	—
4900	1^{mm}	0,194	19000	$^1/_4{}^{mm}$	0,306	48800
11100	1^{mm}	0,176	28800	$^1/_4{}^{mm}$	0,277	87300
18000	1^{mm}	0,158	32200	$^1/_4{}^{mm}$	0,249	103000.

Der Grund dieser Erscheinung ist ersichtlich, wenn man den Gang der elektromotorischen Kraft des nach der Oeffnung des inducirenden Kreises entstehenden Oeffnungsstromes betrachtet. Es stellen die Abscissen *abcd* der Fig. 338 die Zeit der Entwickelung, die Ordinaten derselben die in jedem Moment statthabenden elektromotorischeu Kräfte des Oeffnungsstromes dar, welche nach der Oeffnung schnell ansteigen und dann langsam abfallen. Je kleiner die Schlagweite ist, um so kleiner braucht dann die elektromotorische Kraft cc_1 oder bb_1 zu sein, um die Elektricitäten in einer solchen Dichtigkeit an der Unterbrechungsstelle des Funkenmikrometers anzuhäufen, dass überhaupt eine Funkenentladung eintritt. — Diese Entladung wirkt wie der Schlag der Batterie; zugleich wird sie aber auch die Luft in dem Schlagraum verdünnen und sie dadurch leitender machen, so dass sie in der nach der Entladung sich bildenden Lichthülle einen elektrischen Strom leitet, der den, durch die Flächenräume cc_1d und bb_1d gemessenen elektromotorischen Kräften entspricht. Für diesen continuirlichen Strom verhält sich dann der Schlagraum ganz wie jeder andere Leiter entsprechend dem Ohm'schen Gesetz. Der Strom wird um so intensiver werden, je kleiner die Schlagweite, je grösser die Flächenräume cc_1d und bb_1d werden. Jedenfalls wird aber die am Galvanometer gemessene Intensität verhältnissmässig zu klein ausfallen und zwar um so mehr, je grösser die Schlagweite ist. Der nach dem Ohm'schen Gesetz berechnete Widerstand R des Schlagraumes wird also namentlich

Fig. 338.



[1]) Vergl. auch du Moncel, E'tincelle d'induction. Paris 1860.*

bei Einschaltung grösserer Widerstände in die Schliessung zu gross erscheinen. Bei grösserer Schlagweite dürfte auch in Folge der heftigeren ersten Entladung die Luft im Schlagraum stärker verdünnt werden und dadurch besser leiten.

Verbindet man die Enden des Inductionsdrathes nahe dem Funkenmikrometer mit den Belegungen einer Leydener Flasche oder eines Condensators, so bedarf es grösserer Elektricitätsmengen, um diese so stark zu laden, dass der erste Funkenübergang im Schlagraum stattfindet. Der Flächenraum cc_1d der Curven, Fig. 337, welcher die Summe der Elektricitätsmengen angiebt, welche durch den Schlagraum continuirlich geleitet werden, wird in diesem Fall noch kleiner, die Ablenkung der Galvanometernadel geringer, während zugleich die Lichthülle abnimmt (vergl. §. 735).

Unterbricht man nach Gaugain [1]) den Schliessungskreis der Inductionsrolle eines Ruhmkorff'schen Apparates an zwei Stellen, lässt an der einen die Inductionsfunken in der Luft, an der anderen zwischen zwei Wollaston'schen, bis auf ihr Ende in Glasröhren eingeschmolzenen Dräthen in Wasser, Alkohol, Olivenöl oder Luft überschlagen, so zeigt ein in den Inductionskreis eingefügtes Galvanometer immer stärkere Ablenkungen, wohl weil immer grössere Elektricitätsmengen in der Funkenentladung den zwischen den Elektroden befindlichen Körper durchbrechen, ihn also nicht mehr im continuirlichen Strom durchfliessen und so sein Widerstand weniger in Betracht kommt. Diese Erklärung wird bestätigt, wenn man in den Schliessungskreis einer Säule eine Inductionsrolle, den menschlichen Körper und zwei einander in den verschiedenen Flüssigkeiten berührende Dräthe einschaltet, und nun die Dräthe in denselben voneinander trennt. Die Erschütterung ist im Wasser geringer als in den anderen Flüssigkeiten und der Luft.

734 Alle Mittel, welche die Verbreitung von leitenden Substanzen in dem Schlagraum durch den Funken erleichtern, vergrössern die Lichthülle und verstärken die continuirliche Entladung. Daher ist sie bedeutender bei spitzen Elektroden des Funkenmikrometers als bei kugelförmigen, bedeutender bei Elektroden von Kohle [2]) als bei solchen von Platin. — Bei Anwendnng spitzer Kohlenelektroden ist die durch den Oeffnungsstrom continuirlich übergehende Elektricitätsmenge so bedeutend, dass in diesem Fall in einem in den Inductionskreis eingeschalteten Voltameter selbst zwischen grösseren Platinelektroden Wasser zersetzt wird, während dies bei Unterbrechung des Stromkreises durch Metallspitzen nur unter Benutzung sehr dünner Dräthe als Elektroden gelingt. Dennoch geht auch bei Anwendung von Kohlenelektroden nur der Oeffnungsstrom zwischen ihnen über, da nur dieser die Elektricitäten in gehöriger Dichtigkeit liefert, um zuerst eine Funkenentladung hervorzurufen; zwischen

---

[1]) Gaugain, Compt. rend. T. XLI, p. 407. 1855.* — [2]) Sinsteden, Pogg. Ann. Bd. CI, S. 1. 1857.*

dem Aufhören des Oeffnungsfunkens und dem Eintreten des Schliessungsstromes vergeht aber eine zu lange Zeit, als dass die die Lichthülle des ersteren bildende leitende Materie noch bis zu letzterem fortbesteht. — Da indess die Funkenentladung in diesem Fall doch bei geringeren Elektricitätsmengen eintritt, als zwischen Metallelektroden, so ist es nicht mehr nöthig, die in der Zeiteinheit in der Inductionsrolle bewegten Elektricitäten möglichst zu steigern. Man kann deshalb den Condensator am Inductionsapparat entbehren, und auch, wenn der Schlagraum zwischen den Kohlenspitzen sehr kurz ist, an dem Interruptor Silberspitzen statt Platinspitzen verwenden. — Lässt man vor den Kohlenelektroden einen Spiegel um eine, dem Funkenstrom parallele Axe rotiren, so erscheint jeder Funken in der auf ihn senkrechten Richtung verlängert; ein Nachweis, dass hier auch der continuirliche Strom nach der ersten Funkenentladung durch glühende Kohlentheilchen geleitet wird. Bei Metallelektroden tritt solche Verlängerung des Funkens durch den rotirenden Spiegel nicht ein. Hier verschwinden sogleich die glühenden Theilchen; die continuirliche Entladung in der Lichthülle findet in der verdünnten Luft statt, wie auch die Untersuchungen ihres Spectrums zeigen (siehe unten).

Wendet man nur eine Elektrode von Kohle einer anderen von Metall gegenüber an, so ist die Lichthülle am stärksten ausgebildet, wenn die Kohle als negative Elektrode dient. Wir werden später mittheilen, dass die negative Elektrode bei den Inductionsfunken viel stärker erwärmt wird, als die positive; so dass also an jener Elektrode auch die Erwärmung die feine Zerstäubung der Kohle noch erleichtert. Ein in den Inductionskreis eingefügtes Galvanometer zeigt auch in diesem Fall eine grössere Ablenkung, als wenn die Kohle als positive Elektrode dient. — Da die Erhitzung der Elektroden erst allmälig nach dem Beginn der Inductionsfunken erfolgt, so wächst der Ausschlag des Galvanometers erst allmälig bis zu einem Maximum.

Taucht man die Elektroden in Oel, so wird die Lichthülle viel grösser, da hier gleichfalls das Oel durch den zwischen den Elektroden übergehenden Funken sich verbreitet und den Raum um den Funken leitend macht.

Ebenso ist die heisse Luft leichter zu durchbrechen als die kalte. Daher erscheint die Lichthülle im Inneren einer Kerzenflamme viel heller und grösser. — Ebenso dehnt sie sich im luftverdünnten Raume aus. — Stellt man dagegen die Elektroden in einem Glasrohre einander gegenüber, in welchem die Luft comprimirt wird, so nimmt die Ausdehnung der Lichthülle ab [1]).

Zwischen Flüssigkeiten als Elektroden, z. B. zwischen zwei Wasserstrahlen, in die man die Elektroden senkt, ist die Funkenbildung sehr schwach und wenig leuchtend, die Lichthülle stark ausgebildet.

---

[1]) Du Moncel l. c. p. 18 und 29;* Compt. rend. T. XXXVII, p. 995. 1853;* Fabbri l. c.

Bringt man einen Platindrath zwischen die Strahlen, so erscheint der Funken an diesem heller.

735 Da sich endlich bei der Funkenentladung zunächst die an den Enden der Inductionsrolle in grosser Dichtigkeit angehäuften Elektricitätsmengen unter Funkenbildung ausgleichen, so wird der Funken um so geringer, die Lichthülle desselben um so bedeutender sein, je mehr das Zuströmen der im Inneren der Inductionsspirale befindlichen Elektricitäten zu ihren Enden verzögert wird, so dass von diesen nur kleine Mengen mit der Funkenentladung übergehen.

Verbindet man daher die beiden Kugeln eines Henley'schen Ausladers durch nasse Schnüre von etwa 5^{mm} Durchmesser und $^3/_4$—1^m Länge mit den Enden der Inductionsspirale, so verschwinden die Funken fast ganz, und nur die Lichthülle bleibt. Werden dagegen umgekehrt die Enden der Spirale mit den Belegungen eines Condensators, einer Leydener Flasche verbunden, von denen aus zwei Dräthe zu den Kugeln des Ausladers führen, so sammelt sich eine grosse Menge der Elektricität in der Spirale in der Flasche an und entladet sich in einem Funken; die Lichthülle verschwindet fast ganz [1]).

Bei Untersuchung der Funken einer Dampfelektrisirmaschine hat Rijke ähnliche Resultate erhalten.

736 Besteht die eine Elektrode der Inductionsrolle aus Metall, die andere aus einer Flüssigkeit, so findet eine Bildung von Funken auf Kosten der ersteren statt. — Setzt man in die beiden Stative des Apparates, Fig. 334, zwei senkrecht nach unten gehende Dräthe, unter welche man eine mit einer Flüssigkeit gefüllte Schale stellt, so dass die Oberfläche derselben in einem geringen Abstande von den Spitzen der Dräthe sich befindet, und verbindet letztere mit den Enden der Inductionsrolle, so gehen zwischen den Dräthen und der Flüssigkeit Funken über, und letztere dient unter dem einen Drath als positive, unter dem anderen als negative Elektrode. An der positiven Drathspitze zeigt sich dann ein gelblicher Lichtpunkt und auf der Flüssigkeit unter demselben eine blaue, von glänzenden Strahlen durchzogene, an den Rändern ausgezackte Lichtscheibe. — Unter der negativen Drathspitze rundet sich die Lichtscheibe auf der Flüssigkeit ab und zeigt keine Auszackung. — Am schönsten beobachtet man diese Erscheinung bei concentrirter Schwefelsäure, namentlich wenn der Versuch im luftverdünnten Raum (von etwa $^1/_4$ Atmosphäre Druck) angestellt wird; recht deutlich zeigt sie sich auch auf der Oberfläche von verdünnten Säuren und Lösungen von Alkalien und Salzlösungen, weniger deutlich auf Wasser. Die Zersetzung der Flüssigkeiten ist hierbei kaum merklich; sobald man aber einen der Dräthe in dieselben einsenkt, zeigt

[1]) Rijke, Pogg. Ann. Bd. CXI, S. 612. 1860.*

sich unter der Spitze des anderen, namentlich bei concentrirter Schwefelsäure, eine lebhafte Gasentwickelung.

Legt man dagegen unter beide Spitzen einen mit Jodkaliumlösung befeuchteten Papierstreif, so entsteht unter beiden Spitzen ein brauner Fleck von Jod, der indess unter der positiven Spitze grösser ist.

Mit Gold-, Silber- und Platinlösungen getränkte Papierstreifen färben sich ebenso unter der positiven Spitze bräunlich, trocknen daselbst und beginnen zu glimmen. Unter der negativen Spitze scheidet sich ein dunkler Fleck von reducirtem Metall ab. — Auf einem mit Kupfervitriollösung getränkten Bande erscheint hierbei der von der positiven Elektrode ausgehende Funken rosaviolett, der von der negativen ausgehende feuerroth.

Stellt man die Spitzen der Dräthe einer isolirten, leicht oxydirten oder bestäubten Metallplatte gegenüber, so dass der Elektricitätsstrom zwischen letzterer und den Spitzen übergehen muss, so zeigt sich wiederum auf der Platte unter der positiven Spitze eine unregelmässige Verästelung, unter der negativen ein runder Fleck. — Diese Erscheinungen sind ganz analog der Bildung der Lichtenberg'schen Figuren mit Hülfe der Reibungselektricität [1]).

Durch einige Hülfsmittel ist man im Stande, die relative Lage der 737
Funken und ihrer Lichthülle gegeneinander abzuändern.

Bedient man sich z. B. zweier parallel liegender, drathförmiger Elektroden, *ac* und *bd*, (Fig. 339), welche an den Enden zugespitzt sind, so geht zwischen diesen Enden die helle Funkenentladung vor sich, während die continuirliche Entladung durch die Lichthülle in dem Raum *abcd* stattfindet.

Fig. 339.



Bringt man ferner in die Nähe der beiden spitzen Elektroden *a* und *b* (Fig. 340 a. f. S.), zwischen denen die Funken übergehen, einen schlecht leitenden Körper *c*, so wird durch Influenz durch die in den Elektroden angehäuften Elektricitäten in ihm eine Vertheilung der Elektricität eintreten, und die helle Funkenentladung geht über seine Oberfläche hin. Die langsamere Entladung in der Lichthülle findet dann aber auf dem kürzesten Wege zwischen den Elektroden statt, da, wenn sie nach ihrer Bildung von einem continuirlichen Strom durchflossen ist, die Anziehung der nebeneinanderliegenden Stromestheile bedingt, dass sie sich in jene Lage begiebt. Ihre eiförmige Gestalt ist, wie die des Lichtbogens zwischen Kohlenspitzen, dadurch hervorgerufen, dass die Elektricitäten durch die spitzen Elektroden in sie eintreten müssen, und nun die leicht bewegliche Masse sich so lagert, dass sie dem Strom das Minimum des Widerstandes darbietet.

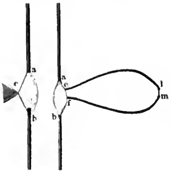
Bedient man sich bei diesem Versuch zweier Kugeln als Elektroden,

[1]) Du Moncel l. c. und Compt. rend. T. XXXVII, p. 995. 1853;* Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. XCIV, S. 311. 1855.*

denen man von der Seite her einen schlechten Leiter nähert, so gelingt es zuweilen, die Lichthülle völlig von den Funken zu trennen.

Bringt man in die Nähe des zwischen zwei Spitzen übergehenden Entladungsstromes statt des schlechten Leiters einen isolirten Leiter, z. B. ein Metallstück, so gehen auch zu diesem die Funken von beiden Elektroden über, während die Lichthülle unverändert zwischen denselben bleibt. — Ersetzt man das Metallstück durch zwei in die Nähe der Elektroden gebrachte Dräthe el und fm, (Fig. 341), deren Abstand ef grösser ist als lm, so werden auch die Funken von den Elektroden nach e und f abgelenkt und gehen zwischen l und m über, während die Lichthülle zwischen den Elektroden verweilt.

Fig. 340. Fig. 341.



Nähert man dem Entladungsstrom eine mit der Erde verbundene Spitze, so biegen sich die Entladungsfunken selbst gegen letztere hin und es geht ein abgezweigter Funken zu derselben. Die Lichthülle liegt aber zwischen dem Funken und den Elektroden.

Der erste, die Luftschicht an der Unterbrechungsstelle mechanisch durchbrechende Funken dauert nur eine unmessbar kurze Zeit. Die Bewegungen der Elektroden selbst oder der Luft zwischen ihnen während seines Entstehens vermögen daher auf seinen Verlauf keinen wesentlichen Einfluss auszuüben. Wohl aber geschieht dies mit der Lichthülle, welche längere Zeit den Strom continuirlich leitet [1]).

Verbindet man daher die Enden der Inductionsrolle mit zwei Wasserstrahlen, welche aus zwei getrennten Gefässen parallel nebeneinander ausfliessen, so bemerkt man, dass die Lichthülle in der Richtung der Bewegung des Wassers von dem eigentlichen Funken zwischen den Wasserstrahlen sich ausbreitet. Der Funken selbst ist hierbei ziemlich unscheinbar; er tritt aber stärker hervor, wenn man zwischen die Wasserstrahlen einen Platindrath hält (vergl. §. 734).

Zwischen zwei nebeneinander in einer Ebene in entgegengesetztem Sinne rotirenden Kupferscheiben, welche mit den Enden der Inductionsrolle verbunden sind, wird gleichfalls die Lichthülle im Sinne der Bewegung der Scheiben gegen die Funken verschoben, während die letzteren an der Stelle ihres kürzesten Abstandes übergehen. — Verbindet man die Enden der Inductionsrolle mit zwei Metallspitzen, welche um eine, ihrer

1) Perrot, Archives de Genève, Nouv. Sér. T. VII, p. 334. 1860;* Ann. de Chim. et de Phys. T. LXI, p. 200. 1861.*

Verbindungslinie parallele Axe rotiren, so erscheint die Lichthülle gleichfalls in der Bewegungsrichtung gegen den Funken ausgebreitet und ist an ihrer vom Funken abgekehrten Seite durch einen concaven Bogen geschlossen. — Bei sehr schneller Rotation löst sich die Entladung in eine Reihe von Flächen auf, die mit dem Licht der Lichthülle erfüllt und an ihrem äussersten Ende von mehreren, dem ersten Funken ähnlichen, aber viel dunkleren Funken begrenzt sind.

Diese Erscheinung zeigt sich namentlich sehr gut, wenn die Luft verdünnt ist, in der die Funken übergehen.

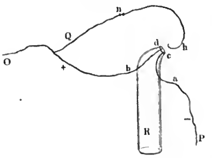
Vollständiger als durch die erwähnten Hülfsmittel geschieht die Tren- 738
nung der beiden Theile der Inductionsfunken, indem man von der Seite, sei es mit dem Munde, sei es mit einem Blasebalg, einen starken Luftstrom gegen sie bläst. Der helle Funken bewahrt seine Lage zwischen den Elektroden unverändert; die Lichthülle wird aber in der Richtung des Luftstromes verschoben und erscheint einerseits von dem Funken begrenzt; andererseits ist sie je nach der Richtung des Luftstromes verschieden ausgefranzt [1]).

Ein in den Schliessungskreis des Inductionsstromes eingeschaltetes Galvanometer zeigt hierbei eine Abnahme der Stromintensität an, da der Weg des Stromes verlängert wird.

Bei gehöriger Einrichtung des Apparates gelingt es hierbei, die Lichthülle vollständig von dem Funken zu trennen [2]).

Man schmilzt in ein Glasrohr R (Fig. 342) zwei Platindräthe ac und bd ein, deren Enden in kleiner Entfernung an der Mündung des Rohres einander gegenüberstehen. Der Drath ac wird mit dem negativen Pol P des Inductionsapparates, bd mit dem positiven Pol O desselben verbunden, und von letzterem zugleich ein Drath Qh bis vor das Ende c des Drathes ac geführt. Bei Erregung des Inductionsapparates bilden sich die Funken mit ihrer Lichthülle zwischen den Enden c und d der Platindräthe. Wird nun durch das Glasrohr ein starker Luftstrom geblasen, so bleibt die Funkenentladung zwischen d und c bestehen. Die

Fig. 342.



[1]) Du Moncel, Notice sur l'appareil d'induction, p. 26. 1855;* Compt. rend. T. XL, p. 313. 1855;* Pogg. Ann. Bd. XCV, S. 175.* — [2]) Perrot l. c.; auch du Moncel, Recherches p. 39 u. flgde.*

die Lichthülle bildende Materie wird aber mit dem Luftstrom gegen den Drath Qh hin fortgeführt und die continuirliche Entladung findet in der jetzt zwischen c und h sich lagernden Lichthülle und Drath hQ statt. — Steht das Ende h des Drathes Qh etwas seitlich von der Elektrode c, so kann, wenn der Luftstrom stark ist und vor der Elektrode vorbeigeht, die Lichthülle durch denselben über die Elektrode hinausgetrieben werden, sich dort in einzelnen Franzen ausbreiten und erst dann in einem Bogen zum Ende h zurückkehren.

Wird bei diesem Versuch der Drath Qb an einer Stelle unterbrochen, so zeigen sich an derselben allein Funken ohne Lichthülle, welche die negative Elektrode nicht umfassen, sondern an beiden Elektroden in gleicher Weise endigen.

Bildet man den Drath Qh aus zwei Drähten hn und Qn, welche bei n einander gerade berühren, so bemerkt man daselbst den Uebergang der Elektricität unter Bildung einer schwachen Lichterscheinung, die die der Lichthülle charakteristischen Unterschiede an der positiven und negativen Seite zeigt.

Schaltet man in den unverzweigten Theil $QOPa$ der Schliessung der Inductionsrolle, so wie in die Zweige Qh und Qb Voltameter ein, in denen Kupfervitriol zersetzt wird, so scheiden sich in den in den Zweigen $QOPa$ und Qh befindlichen Voltametern fast gleiche Kupfermengen ab; das im Zweig Qb befindliche dagegen zeigt kaum eine Abscheidung von Kupfer. Die Elektricitätsmengen, welche sich bei der Bildung des Funkens zwischen c und d zwar in grosser Dichtigkeit, aber in sehr kurzer Zeit im Zweige dbQ ausgleichen, sind also verschwindend klein gegen die Mengen, welche nach dem Auftreten desselben langsamer in der zwischen c und h durch den Luftstrom fortgeblasenen Lichthülle im Zweige Qh circuliren.

Wird umgekehrt O mit dem negativen, P mit dem positiven Pol des Inductionsapparates verbunden, so dass die Lichthülle zwischen der jetzt positiven Elektrode c und dem negativen Ende h des Zweiges hQ übergeht, so findet dasselbe statt, nur ist die Menge der durch den Zweig Qd und den Funken zwischen d und c übergegangenen Elektricitäten etwas bedeutender. So fand z. B. in diesem Fall Perrot die abgeschiedenen Kupfermengen in den Voltametern in den drei Zweigen $QOPa$, Qh und Qb bei einem Versuch resp. 0,0115, 0,009 und 0,0025 Grm. Die analogen Erscheinungen zeigen sich, wenn auch undeutlicher, bei Einschaltung von Galvanometern in die drei Zweige.

Bringt man vor den beiden Elektroden d und c, welche man in einem weiteren Rohre befestigt, einen ∩förmigen Drath cf an, so dass seine Enden weiter von d und c abstehen als d und c selbst voneinander, so bleibt beim Durchblasen der Luft durch das Rohr der Funkenstrom zwischen d und c bestehen; die continuirliche Entladung findet aber durch die jetzt gegen die Enden e und f des Drathes ef getriebenen Lichthüllen statt.

Endlich kann auch durch die Einwirkung eines Magnetes die Lichthülle von dem Funken getrennt werden. Lässt man den Inductionsfunken 739

Fig. 343.

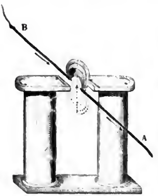
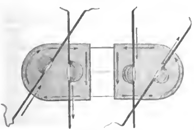


Fig. 345.



zwischen oder über den auf einen starken Elektromagnet gelegten Halbankern übergehen, so wird der Funken selbst in keiner Weise durch den Magnet aus seiner Bahn abgelenkt; wohl aber folgt die Lichthülle der Einwirkung desselben. Stellt man sich die Hülle vor als bestehend aus einzelnen elastischen Fäden, welche die Elektroden verbinden und in einer gegebenen Richtung den Strom leiten, so kann man hiernach stets ihre Ablenkung feststellen. Fig. 343 bis 345 stellen die Gestalt dieser Lichthülle bei verschiedenen Lagen der Elektroden *A* und *B* gegen die Magnetpole dar. — Findet die Entladung in der äquatorialen Ebene statt, so werden sich die Theile der Lichthülle nach der Seite ablenken, auf der die, die Magnetpole darstellenden und durch Pfeile angegebenen Molekularströme mit dem Strom in der Lichthülle gleichgerichtet sind. — Die Gestalt der die Lichthülle begrenzenden Curve bestimmt sich danach, dass alle von den Magnetpolen auf die einzelnen Elemente der Lichthülle wirkenden Kräfte auf ihnen senkrecht stehen und dieselben von innen nach aussen sollicitiren müssen. — Sie ist also z. B. bei äquatorialer Richtung des Funkenstromes nahezu ein Kreisbogen, wenn die Elektroden gleich weit von den konisch zugespitzten Magnetpolen liegen.

Fig. 344.



Während man bei Anwendung von Metallelektroden hierbei nur die Ablenkung der Lichthülle wahrnimmt, und dieselbe nur von schwachen Funken durchzogen ist, ist dieselbe bei Anwendung von Elektroden von Holzkohle oder Gaskohle von hellen Streifen durchzogen, indem wahrscheinlich bei der Entladung durch die elektrodynamische Wirkung der aufeinander folgenden Stromestheile einzelne Theilchen von den Elektro-

[1]) Du Moncel, Recherches, p. 47* u. flgde; vergl. auch Plücker, Pogg. Ann. Bd. CXIII, S. 249. 1861.

den losgerissen werden und nun als Stromesleiter gleichfalls der Einwirkung des Magnetes folgen. Ausserdem sieht man Linien von hellen Lichtpunkten, welche sich spiralig um die Pole lagern (vergl. Fig. 346).

Findet die Entladung der Inductionsfunken in axialer Richtung zwischen den Magnetpolen statt (Fig. 345), so wird auf die, vom Strom durchflossenen Theile der Lichthülle von beiden Polen ein entgegengesetzter rotatorischer Antrieb wie auf einen zwischen ihnen liegenden Drath ausgeübt. Die, jedem Pol zunächst liegenden Theile werden durch den überwiegenden Einfluss dieses Poles abgelenkt; die Theile in der Mitte zwischen den Polen bleiben in Ruhe, da sich die Wirkungen beider Pole aufheben. So nimmt die Lichthülle die Form einer Spirale an.

Fig. 346.



Die durch ein Galvanometer gemessene Intensität des Inductionsstromes nimmt bei der Einwirkung des Magnetes auf die Lichthülle durch ihre Verlängerung ab.

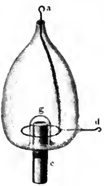
740 Findet die Entladung über einem einzigen Magnetpol in einer, der Magnetaxe parallelen Richtung statt, so geräth dieselbe in eine continuirliche Rotation, wie sich dies namentlich zeigt, wenn man die Luft verdünnt, in welcher die Funken überschlagen, so dass dieselben bedeutend verlängert erscheinen.

In dieser Weise setzte de la Rive[1]) in die Tubulatur eines tubulirten Glasballons einen, bis auf seine Enden mit einer dicken isolirenden Schicht von Wachs und einer Glasröhre bedeckten Eisenstab ein, und umgab denselben im Inneren des Ballons an seinem unteren Ende mit einem von ihm isolirten kupfernen Ringe, welcher vermittelst eines, durch die Tubulatur hindurchgeführten Drathes mit dem einen Pol der Inductionsspirale verbunden werden konnte. Nachdem in den Glasballon eine kleine Quantität Terpentinöl eingeführt war, wurde er evacuirt und vermittelst des Eisencylinders auf den einen oder anderen Pol eines starken Elektromagnetes gesetzt, und der andere Pol der Inductionsspirale mit dem Eisencylinder am Magnet verbunden. Die Lichtgarbe, welche hierbei von dem oberen Ende des Magnetes zum kupfernen Ringe überging, gerieth bei der Erregung des Magnetes in eine lebhafte Rotation in demselben Sinne, wie ein an ihre Stelle gesetzter, im gleichen Sinne vom Strom durchflossener Drath. — Diente hierbei der Eisenstab selbst als positive Elektrode, so bildeten sich auf seiner oberen Fläche leuchtende Punkte, die bei der Erregung des Magnetes gegen seinen Rand getrieben werden.

[1]) De la Rive, Archives [2.] T. II, p. 34. 1858;* T. V, p. 236. 1859;* Pogg. Ann Bd. CIV, S. 129.*

Einen sehr bequemen Apparat zur Hervorbringung dieser Rotation hat Geissler construirt. In eine Glaskugel, Fig. 347, sind bei *a* und *d* Platindräthe eingeschmolzen, von denen der untere zu einem Ringe im Inneren der Glaskugel umgebogen ist. Unten ist in dieselbe ein ganz geschlossenes Glasrohr *g* eingeschmolzen, in welches der Eisenstab *c* eingekittet ist. Die Luft in der Glaskugel ist mässig verdünnt. Man stellt den Apparat auf einen starken Magnetpol. Werden *a* und *d* mit den Polen des Inductionsapparates verbunden, so rotirt die zwischen ihnen entstehende Lichtgarbe um den Eisenstab. Dass hierbei die Funken mit ihrer, durch den Magnet fortgetriebenen Lichthülle rotiren, erklärt sich daraus, dass jeder folgende Funken in der abgelenkten Lichthülle des vorhergehenden eine leicht zu durchbrechende Gasschicht vorfindet.

Fig. 347.



741 Die oben erwähnte Analogie dieser Erscheinungen mit dem Verhalten eines anderen, zwischen die Magnetpole gebrachten biegsamen Leiters wird durch einige hübsche Versuche von le Roux [1]) dargethan. Ein dünner Platindrath ($^1/_{15}$^{mm} dick nnd 15 bis 20^{ctm} lang) wird lose zwischen zwei dickeren Kupferdräthen ausgespannt nnd so in äquatorialer oder axialer Lage zwischen die Magnetpole gebracht. Leitet man nnn durch denselben einen Strom (von 12 Bnnsen'schen Elementen), durch den er in lebhaftes Glühen geräth, so biegt er sich im ersteren Falle je nach der Stromesrichtung und Magnetisirung des Magnetes nach oben oder unten in Gestalt eines Kreisbogens, im zweiten in *S*form. — Wird der Platindrath um eine metallene, durch ein kleines, an einem Seidenfaden hängendes Gegengewicht belastete Rolle gewickelt, die mit dem einen Pole der Säule verbnnden ist, und dieselbe über einem polirten verticalen Eisenstab aufgestellt, der auf den einen Pol eines kräftigen Magnetes aufgesetzt ist, wird ferner das freie Ende des Drathes an dem Eisenstab befestigt, und dieser mit dem anderen Pol der Säule verbunden, so rotirt der Drath um den Eisenstab und wickelt sich dabei von der Rolle ab und auf letzteren auf. — Statt des Platindrathes kann man auch Silberdrath verwenden, dessen Temperatur dnrch den Strom nicht ganz znm Glühen gesteigert zn werden braucht, um diese Erscheinungen zu zeigen.

742 Zerlegt man das Licht der in der Luft oder in anderen Gasen von gewöhnlicher Dichtigkeit übergehenden Inductionsfunken durch ein Prisma, so ist das Spectrum derselben zusammengesetzt aus den Spectren des eigentlichen hellen Lichtfunkens und der verschiedenen Theile der ihn

[1]) Le Roux, Ann. de Chim. et de Phys. [3.] T. LIX, p. 409. 1860.*

umgebenden Lichthülle. Wegen der geringeren Helligkeit der letzteren treten die ihnen zukommenden Antheile des Spectrums meist weniger hervor. — Wie schon die Farbe der Funken nach dem Metall der Elektroden verschieden ist, bemerkt man eine analoge Verschiedenheit an den Spectren derselben. Diese Spectra zeigen eine Reihe heller glänzender Lichtlinien.

Man beobachtet dann namentlich bei Elektroden von Kohle viele feine glänzende Linien im Violett; bei solchen von Cadmium sehr schöne helle Linien im Blau und Grün; bei solchen von Zink erhält man ein sehr lebhaftes Grün; bei Kupfer viele helle feine Linien im Blau und Violett u. s. f. [1]). Das Licht der zwischen Holzkohlen- und Gaskohlenelektroden circulirenden Funken ist hierbei fast ganz entsprechend dem der Flamme einer Talg- oder Stearinkerze und einer Oelflamme, bei denen ja auch das Leuchten durch glühende Kohlentheilchen bedingt ist. Dieselbe Erscheinung zeigt sich, wenn man z. B. Platindräthe als Elektroden verwendet und diese mit fetten und flüchtigen Oelen bestreicht. — Ganz dieselben Linien giebt der zwischen verschiedenen Elektroden hergestellte Lichtbögen. — Bei Blei, Zinn, Wismuth und Eisen sind die Linien nicht so deutlich. Besonders deutlich treten die hellen Linien hervor, wenn man die Funken zwischen den Elektroden in Chlorgas übergehen lässt, oder die letzteren mit Chlorwasserstoffsäure benetzt, da dann die Verbrennung und Verdunstung des Metalls befördert wird. — Diese Linien entsprechen ganz den Linien im Spectrum des Entladungsfunkens der Leydener Flasche, wie sie zuerst von Wheatstone [2]) und später von Masson [3]) und Angström [4]) beobachtet wurden.

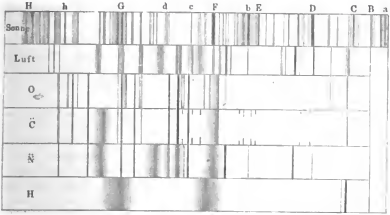
743 Ausser den den Metallelektroden eigenthümlichen Linien bemerkt man in den Spectren der Funken, wenn sie in verschiedenen Gasen übergehen, noch besondere helle Streifen, welche constant bleiben, welches auch der Stoff der Elektroden sei, und die sich nach der Natur des Gases ändern. — Diese Streifen hat schon Masson l. c. bemerkt, sodann haben sie Angström l. c. und van der Willigen [5]) näher untersucht. Gewöhnlich zeigt der Funken in der Nähe des Elektroden überwiegend die Metallstreifen, in grösserer Entfernung von denselben die den Gasen angehörigen Streifen, weshalb es vortheilhaft ist, längere Funken bei den Beobachtungen dieser letzteren zu verwenden und nur das Licht ihres mittleren Theiles durch das Prisma zu zerlegen. Auch ist es zweckmässig, Platin-, Eisen- oder Coakselektroden zu benutzen, da bei ersteren wenig deutliche, bei letzteren nur wenige, scharf von den anderen Linien im Spectrum zu unterscheidende Streifen auftreten.

---

[1]) Van der Willigen, Pogg. Ann. Bd. CVII, S. 473. 1859.* — [2]) Wheatstone, British Association 1835; Becquerel, Traité T. IV, p. 34.* — [3]) Masson, Ann. de Chim. et de Phys. T. XXXI, p. 295. 1851.* — [4]) Angström, Pogg. Ann. Bd. XCIV, S. 141. 1855.* — [5]) van der Willigen, Pogg. Ann. Bd. CVI, S. 610. 1859.*

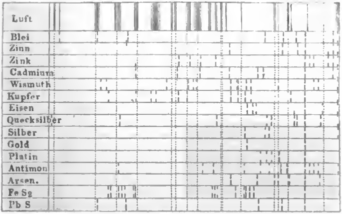
Wir geben nach Angström die Zeichnung einiger Spectra von Funken von Reibungselektricität, wie sie in der Mitte zwischen den Elektro-

Fig. 348 a.



den die den Gasen (Fig. 348 a), dicht an denselben die den Metallen angehörigen Streifen (Fig. 348 b) ergeben, und fügen das Spectrum des Son-

Fig. 348 b.



nenlichtes bei. In ersteren bezeichnen indess die dunklen Linien die hellen Lichtlinien, in letzterem bezeichnen sie die dunklen Fraunhofer'schen Linien.

Bemerkenswerth ist hierbei die sehr grosse Uebereinstimmung des Spectrums des Sauerstoffs und der Kohlensänre, so dass man glanben könnte, letztere werde durch die Funken in Kohle und Sauerstoff zersetzt.

Auch in dem Stickoxyd- und Stickoxydul-Spectrum treten die Linien des Sauerstoffs grösstentheils wieder auf, zu denen dann noch einige andere hinzukommen. Das Spectrum ist dem in der Luft ganz analog. Das Wasserstoffspectrum zeichnet sich durch drei helle Räume aus, von denen der eine hellste etwa der Linie *C*, die anderen weniger hellen den Linien *F* und *G* des Sonnenspectrums fast völlig entsprechen.

Auch wenn man die Elektroden mit Wasser benetzt, zeigen sich die Wasserstoffstreifen, wohl in Folge einer Wasserzersetzung. Nach dem Verdunsten tritt meist ein heller gelber Streif an Stelle der Fraunhofer'schen Linie *D* in Folge eines Natrongehaltes des Wassers auf.

744 Aus diesen Angaben folgt, dass sowohl die Metalle der Elektroden als auch das zwischen ihnen befindliche Gas an der Bildung des Funkens Theil nehmen und dass die Entladungen namentlich in der Nähe der Elektroden zwischen fortgeführten Theilchen der Metalle, in weiterer Entfernung von denselben auch zwischen Gastheilchen stattfinden. Die Gase scheinen vorzüglich an der Bildung der Lichthülle Antheil zu nehmen, da ihre äussere Erscheinung viel weniger von der Natur der Elektroden abhängt. — Die Spectra der einzelnen Theile der Lichthülle, des röthlichen Lichtkegels an der positiven, und des violetten Lichtes an der negativen Elektrode sind von du Moncel beobachtet worden. Er hat dazu einmal das Spectrum der ganzen Entladung zwischen beiden Elektroden untersucht, sodann das der Lichthülle allein, welche durch einen Magnet von dem Funken, den sie umhüllt, getrennt wurde. Das Spectrum der ganzen Entladung erscheint an der negativen Elektrode hell, in einiger Entfernung davon wie mit einem Schleier bedeckt, welcher durch die Wirkung der weniger hellen Lichthülle gebildet ist. Fig. 349 stellt dieses Spectrum dar. Es zeigt sich hier (wie oben §. 743) ein Unterschied des Spectrums auch in Bezug auf die Zeichnung der Linien in demselben unmittelbar an der negativen Elektrode und ferner von derselben. Im ersteren Theil des Spectrums legen sich die Spectra des bei Elektroden von verschiedenem Stoff ziemlich unveränderlichen blauen Glimmlichtes und das des eigentlichen Funkens; im letzteren das Spectrum des Funkens und das der ihn umgebenden Lichthülle übereinander. Meist kann man in dem ersteren Spectrum fünf Abtheilungen unterscheiden, welche vom Roth bis zum Gelb, von dort bis zum Apfelgrün, dann bis zum Blau, bis zum Violett und von dort weiter sich erstrecken.

Fig. 349.

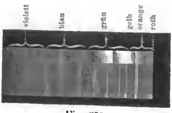


Fig. 350.



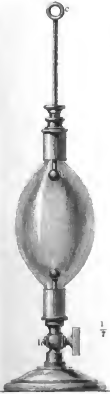
Fig. 350 stellt das Spectrum der durch den Magnet abgelenkten

Lichthülle dar. Dasselbe ist bei den Elektroden von verschiedenen Metallen unveränderlich dasselbe. Nur in dem Fall, wo durch lebhafte Verbrennung des Metalles der einen Elektrode oder durch Zerstäuben derselben, wie bei Anwendung von Kohlenelektroden, Theile der Elektrode in die Lichthülle übergehen, ist es secundär geändert [1]). Das so gewonnene Spectrum der Lichthülle beim Ueberschlagen der Funken in der Lnft ist dasselbe, welches man auch allein beobachtet, wenn dieselben in sehr verdünnter Luft übergehen. Wir werden daher die bei Anwendung verschiedener Gase erzeugten Spectra der Lichthüllen ausführlicher bei den Untersuchungen der Funkenentladungen im luftverdünnten Raum studiren können

2. Inductionsfunken in verdünnten Gasen.

Wird die Lnft verdünnt, in der die Inductionsfunken zwischen zwei 745

Fig. 351.



Spitzen oder Kugeln überschlagen, so kann man bei gleicher Erregung des Indnctionsapparates die Elektroden weiter von einander entfernen, ohne dass der Funkenstrom aufhört. Diese Erscheinung ist ganz analog der Beobachtung, dass die Schlagweite einer Leydener Batterie unter sonst gleichen Verhältnissen proportional mit der Verdünnung der Luft zwischen den Kngeln znnimmt, zwischen denen die Entladung vor sich geht. Dabei werden indess die Funken immer weniger hell und dentlich nnd hören bei bedentender Verdünnung ganz auf, so dass dann nur die sehr ausgebreitete Lichthülle derselben übrig bleibt.

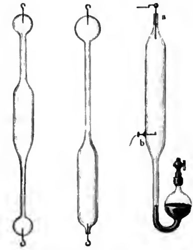
Zur Anstellung dieser Versuche kann man sich des sogenannten „elektrischen Eies" bedienen. Eine längliche Glaskngel, Fig. 351, ist auf zwei gegenüberliegenden Stellen tubulirt. Auf den einen Tubulus ist eine Stopfbüchse gekittet, durch die ein Metallstab cb anf und nieder geschoben werden kann, welcher im Inneren der Glaskugel eine Metallkugel b trägt. Auf den anderen Tubulus ist eine Messingfassung aufgekittet, welche einen zweiten Metallstab mit einer Kugel a trägt. Ausserhalb ist an der Fassung ein Hahn h angebracht, vermittelst dessen die Glaskugel auf die Luftpumpe aufgesetzt nnd evacuirt oder auch mit anderen Gasen gefüllt werden kann. Ein Holzteller dient dazu, das

[1]) Du Moncel, Recherches p. 95 u. flgde.

elektrische Ei nach dem Abnehmen von der Luftpumpe aufzustellen. An die beiden Fassungen des Eies sind Klemmschrauben gelöthet, in welche die Elektroden des Inductionsapparates eingefügt werden können.

746 Sehr bequem zur Darstellung der Lichterscheinungen im luftverdünnten Raum sind auch die von Gassiot und Geissler[1]) construirten Röhren, welche jetzt meist mit dem Namen der Geissler'schen Röhren bezeichnet und in den verschiedensten Formen verfertigt werden.

Fig. 352. Fig. 353. Fig. 354.



Dieselben bestehen Fig. 352 und 353 aus Glasröhren, in welche auf beiden Enden Dräthe von Platin oder anderen Metallen eingeschmolzen sind, die mit verschiedenen Gasen gefüllt, sodann durch eine Luftpumpe recht vollständig (bis $^{1}/_{4}{}^{mm}$ bis 1^{mm} Druck) evacuirt und endlich zugeschmolzen werden. Gassiot hat diese Röhren häufig so erhalten, dass er in den oberen Theil eines 35 bis 40 Zoll langen Barometerrohres in einem beliebigen Abstande zwei Platindräthe einschmolz, sodann das Rohr mit Quecksilber füllte, in dem die Platindräthe enthaltenen Theile des Rohres das Torricelli'sche Vacuum herstellte und nun jenen Theil abschmolz. Das abgeschmolzene Rohr enthält dann nur Quecksilberdampf. — Bei anderen Versuchen bediente sich Gassiot eines mit Quecksilber gefüllten Rohres von der Gestalt Fig. 354, in welches bei a und b zwei Platindräthe eingeschmolzen waren. Durch den Hahn wurde die Luft ausgepumpt, wodurch das Quecksilber im Rohr ab sank und das Vacuum hergestellt war.

Der durch diesen luftverdünnten Raum hindurchgehende Inductionsstrom hat ganz dieselben Eigenschaften, wie der Strom in den metallischen und flüssigen Leitern, er vermag z. B. Magnetnadeln zu magnetisiren und abzulenken u. s. f. Analog hatte schon früher Savary[2]) nachgewiesen, dass Stahlnadeln, welche sich in gleichem Abstand von Metalldräthen und einer stark evacuirten Glasröhre befinden, die in den Entladungskreis einer Leydener Batterie eingeschaltet sind, durch den Schlag derselben gleich stark magnetisirt werden.

---

[1]) Gassiot, Athenäum 1854. p. 1177; Phil. Trans. 1858. pt. I, p. 1.* —
[2]) Savary, Compt. rend. T. VII, p. 687. 1828.*

Untersucht man die Entladungen des Ruhmkorff'schen Apparates 747
in dem elektrischen Ei, nachdem die Luft in demselben auf 3 bis 4mm Quecksilberdruck ausgepumpt ist, so zeigt sich eine Erscheinnng, welche ganz analog der Erscheinung der Lichthülle des Iuductionsfunkens in der gewöhnlichen Luft ist und ganz übereinstimmt mit der von Faraday [1]) beschriebenen dunklen Entladnng (vergl. auch Thl. I, §. 497). Die als positive Elektrode dienende Kugel ist dunkel oder nur mit kleinen glänzenden Lichtpunkten bedeckt, und von ihr geht ein mattröthlich gefärbter und unten sich erweiternder Lichtkegel aus, welcher in einiger Entfernung von der negativen Kugel in einer ihr nahezu concentrischen Oberfläche endet und von jener Kugel durch einen dnnklen Raum getrennt ist. Die negative Kugel selbst, so wie der sie tragende Stiel ist bis zu einer gewissen Länge mit schön lavendelblauem Glimmlicht bedeckt, welches sich anf dem Stiel um so weiter ansbreitet, je dünner derselbe und je kleiuer die Kugel an seinem Ende ist. Unter dem Glimmlicht ist die Kngel mit röthlich weissem Licht umgeben, so dass sie zu erglühen scheint. Dieses Licht ist wahrscheinlich durch Erglühen kleiner, von der Kugel losgerissener Theilchen bedingt [2]).

Bei fortgesetztem Durchleiten des Stromes durch das Rohr in derselben Richtung bedeckt sich bald der die negative Elektrode umgebende Ranm der Röhre mit einem metallischen Anflug, während die Elektrode selbst rauh und corrodirt erscheint. Die Farbe des Anfluges entspricht ganz der des fein vertheilten Metalles der Elektrode; er ist bläulich bei Silber, grünlich bei Gold, schwärzlich bei einer Platiuelektrode [3]). — Mau kann das Beschlagen des Rohres verhindern, wenn man über die Elektrode im Inneren desselben ein vorn offenes Glasröhrchen löthet, dessen Durchmesser etwas grösser ist als der der Elektrode, und welches ein wenig über das Ende derselben hinüberragt. Eine negative Elektrode von Aluminium scheint verhältnissmässig wenig corrodirt zu werden.

Bringt man in den mit höchst verdünnter Luft gefüllten Raum des 748
elektrischen Eies oder der Geissler'schen Röhren verschiedene andere Gase als Luft, so ändert sich die Erscheinung des Lichtes in ähnlicher Weise um, wie die Lichthülle des Inductionsfunkens in der Kerzenflamme. Dies wurde znerst von Grove [4]) bei Einführung eines Stückcheus Phosphor beobachtet, welches auf eine, an der unteren Kugel des elektrischen Eies befestigte Platinschale gelegt wurde. Später fand Quet [5]) dieselbe Erscheinnng bei Einführung ganz geringer Mengen Terpentinöl, Chlorzinn,

---

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. XIII, §. 1544;* vergl. auch Riess, Pogg. Ann. Bd. XCI, S. 294. 1854.* — [2]) Vergl. Abria, Ann. de Chim. et de Phys. [3.] T. VII, p. 477. 1843* (und auch Masson und Breguet, Ann. de Chim. et de Phys. [3.] T. IV, p. 143. 1842,* bei Anwendung des Extrastromes und unter Verwechselung der Pole). — [3]) Gassiot, l. c. Plücker, Pogg. Ann. Bd. CIII, S. 90. 1858.* — [4]) Grove, Phil. Trans. 1852. pt. I, p. 100.* — [5]) Quet, Compt. rend. T. XXXV, p. 949;* Pogg. Ann. Ergänzbd. Bd. IV, S. 507.*

Alkohol, Holzgeist in den leeren Raum des Eies. Dabei sondert sich der von der positiven Elektrode ausgehende Lichtkegel in eine Reihe heller Schichten, die der positiven Elektrode concentrisch sind, sich in weiterer Entfernung von derselben mehr abflachen, und welche durch dunkle Streifen voneinander getrennt sind. Diese Streifen scheinen auf und nieder zu wallen, indem bei Ungleichheiten des Entladungsstromes ihre Stellung wechselt. Zwischen der negativen Elektrode und dem Lichtkegel bleibt unverändert eine dunkle Schicht. — Das violette Licht an der negativen Elektrode ist gleichfalls geschichtet; es scheint aus einer äusseren und inneren blauen Schicht zu bestehen, die durch eine dunklere Lage voneinander getrennt sind. Diese Schichten sind dann von einem undeutlicheren bläulichen Lichtschein umgeben. — Ganz analog sind die Erscheinungen in den Geissler'schen Röhren.

749 Man könnte glauben, dass die einzelnen Schichten des elektrischen Lichtes dadurch hervorgerufen wären, dass bei der Bewegung des Interruptors des Inductionsapparates eine Reihe einzelner Entladungen einander folgten, von denen jede eine erleuchtete Luftmasse von der positiven zur negativen Elektrode hinführte. Dem ist jedoch nicht so, denn schon bei einmaligem Oeffnen des Kreises des inducirenden Stromes zeigt sich die Schichtung, selbst wenn dieses Oeffnen ganz plötzlich erfolgt [1]), indem man z. B. eine mit dem einen Ende der Leitung verbundene Metallspitze von einem mit dem anderen Ende derselben verbundenen Metallblech abschiebt.

Ja sogar bei der Entladung eines einzelnen Funkens der Elektrisirmaschine oder der Leydener Flasche durch eine Geissler'sche Röhre oder das elektrische Ei erhält man schon die Streifung des elektrischen Lichtes; nur muss man die Entladungszeit derselben auf irgend eine Weise verzögern. Van der Willigen [2]) setzt zu diesem Zwecke die innere Belegung einer Leydener Flasche mit dem Conductor der Elektrisirmaschine in Verbindung, und verbindet die äussere Belegung derselben mit der einen Fassung des elektrischen Eies, während von der anderen Fassung desselben ein Drath ausgeht, der in einer Kugel endet, welche in geringer Entfernung von der Kugel der Leydener Flasche aufgestellt ist. Bei dem Drehen der Scheibe der Elektrisirmaschine ladet sich die Flasche und entladet sich durch den das elektrische Ei enthaltenden Schliessungskreis. Man bemerkt noch keine Schichtung des Lichtes in demselben, selbst wenn der luftverdünnte Raum Terpentinöl- oder Bergamottöldampf enthält. So wie aber in den Schliessungskreis an irgend einer Stelle eine feuchte Schnur eingeschaltet wird, tritt die Schichtung hervor. Je länger die Schnur ist, desto mehr geht die bläuliche Farbe des Lichtes an der positiven Elektrode gegen die negative Elektrode hin ins rosenrothe über. Indess kommen bei diesen Versuchen zuweilen auch abwechselnd gerichtete Ströme vor (s. unten).

1) Quet l. c. — 2) Van der Willigen, Pogg. Ann. Bd. XCVIII, S. 494. 1856.*

Man könnte ferner vermuthen, da jede einzelne Entladung der Leydener Flasche aus einer Reihe von Partialentladungen besteht, welche in kurzen Zwischenräumen aufeinander folgen, so dass jede von diesen Entladungen zur Bildung einer einzelnen leuchtenden Schicht Veranlassung giebt. Lässt man indess vor einer Geissler'schen Röhre, durch welche die Entladungen hindurch stattfinden, einen Spiegel schnell um eine, der Axe des Rohres parallele Axe rotiren und projicirt das Bild des Rohres auf eine matte Glasplatte, so erscheinen die Bilder des durch die aufeinander folgenden Partialentladungen erleuchteten Rohres nebeneinander auf der Glasplatte, und zwar ist stets das ganze Rohr im Bilde erleuchtet (mit Ausnahme des dunklen Raumes, welcher, da die aufeinander folgenden Partialentladungen in ihrer Richtung abwechseln können, auch abwechselnd bei den einzelnen Bildern an der einen und anderen Elektrode liegen kann).

Die Schichtung des elektrischen Lichtes bietet vielmehr eine sehr 750 grosse Analogie dar mit dem Verhalten der elektrischen Entladung einer Batterie durch einen dünnen Drath, welcher durch dieselbe in scharfen Ecken gebogen wird und zerrissen werden kann; ebenso mit der discontinuirlichen Entladung durch Flüssigkeiten. Durch Riess[1]) ist nachgewiesen worden, dass die stärkere Art dieser Entladung, bei der zwischen den, in eine Flüssigkeit eingesenkten Metallelektroden ein glänzender Funke übergeht, welcher wahrscheinlich aus einzelnen, zwischen den einzelnen Theilen der Flüssigkeitsschicht stattfindenden, sehr dicht aufeinanderfolgenden sprungweisen Entladungen besteht, unter gewissen Bedingungen in die schwächere discontinuirliche Entladung sich umwandelt, bei der nur bei den Elektroden eine solche sprungweise Entladung durch Funken stattfindet, welche indess in der sie verhindernden Flüssigkeitsschicht continuirlich wird. Dies geschieht namentlich bei zunehmender Leitungsfähigkeit der Flüssigkeit, wenn der Abstand der Elektroden grösser wird und die elektrische Dichtigkeit der Batterie sich vermindert. Vermuthlich nimmt entsprechend diesen Bedingungen allmälig zwischen den beiden erwähnten Extremen die Zahl der Intermittenzstellen ab und die Länge der zwischen ihnen befindlichen Flüssigkeitsschichten zu, in denen die continuirliche Entladung erfolgt.

In ähnlicher Weise bestände auch der elektrische Entladungsfunken in der Luft aus einzelnen aufeinanderfolgenden Funken, wie dies auch bei Betrachtung desselben in einem rotirenden Spiegel sich ergiebt[2]). Mit blossem Auge kann man wegen der Kürze der Intermittenzstellen dieselben nicht beobachten. — Wird die Luft verdünnt, so tritt die discontinuirliche Entladung leichter ein, und die Entfernung der Elektroden kann

[1]) Riess, Pogg. Ann. Bd. CVI, p. 77. 1859;* vergl. auch Morren, Cosmos T. XIV, p. 128. 1859.* — [2]) Vgl. hierüber Feddersen, Pogg. Ann. Bd. CIII, p. 69. 1858. Wir geben nur eine Andeutung dieser Punkte, soweit sie zur Erklärung der Erscheinungen an dem Inductionsfunken erforderlich ist.

vergrössert werden. Die continuirliche Entladung nimmt noch mehr ab. Mischt man nun der Luft besser leitende Gase bei, so nimmt ihre Leitungsfähigkeit zu, die Intermittenzstellen für die discontinuirliche Entladung verlängern sich, und die Stellen, an denen die Funkenentladung mit der continuirlichen Entladung wechselt, treten in weiteren Abständen auf. Dies ist dann die Schichtung des Lichtes. Da die Anhäufung von Elektricität an der positiven Elektrode am grössten ist, so können wir annehmen, dass von dieser Elektrode zuerst ein Funken ausgeht und hierdurch die Luft vor demselben verdichtet wird; dadurch leitet sie die continuirliche Entladung besser, und in ihr findet dann eine Leitung der Elektricität ohne Lichtentwickelung statt, bis sie wieder in der folgenden Schicht von verdünnterer Luft in Funkenform übergeht.

Reitlinger[1]), welcher mit v. Ettingshausen beobachtet hat, dass an den weiten und engen Stellen der Geissler'schen Röhren das Spectrum des Lichtes verschieden ist, glaubt dagegen, dass durch die Inductionsströme eine derartige Zersetzung der in den Röhren enthaltenen Gase stattfinde, dass sich die Zersetzungsproducte schichtenweise lagern, so z. B. in Röhren, die Wasserdampf enthalten, der Wasserstoff und Sauerstoff, und nun die Entladung durch den besser leitenden Wasserstoff einfach geleitet werde, den Sauerstoff aber in Funken durchbreche. In einer Röhre, die nur ein wasserfreies Luftvacuum enthält, soll daher die Schichtung nicht auftreten. Bei geringen Mengen von Wasserstoff zeigen sich im Spectrum der Entladung die charakteristischen Wasserstofflinien (s. u.). Bei Zutritt von etwas mehr Wasserstoff (6^{mm} Quecksilberdruck) soll dann eine feine Perlenschichtung in einigen Theilen des Rohres auftreten, dagegen verschwinden die Wasserstofflinien im Spectrum, da dasselbe nun die Entladung ohne Lichterscheinung leiten soll. — Weitere Untersuchungen wären hierüber sehr wünschenswerth.

In dem dunklen Raum an der negativen Elektrode scheint die Elektricität mechanisch mit den Lufttheilchen fortgeführt zu werden. Dafür spricht nach Riess auch das Auftreten des blauen Glimmlichtes an der negativen Elektrode selbst, welches nie ohne eine wirkliche Bewegung der Luft erscheint.

Da die einzelnen Entladungen des Inductionsapparates nicht alle in gleicher Weise erfolgen, so scheint die Schichtung ihre Lage zu wechseln.

751 Wie bei der Entladung in Flüssigkeiten tritt die Verlängerung der Intermittenzstellen, also auch die Schichtung des elektrischen Lichtes in der Luft nur bei einer geringeren Dichtigkeit der entladenden Elektricitätmengen auf. Sie zeigt sich daher besser bei Anwendung nicht zu starker Säulen zur Erregung des inducirenden Stromes. — Sie wird dagegen verhindert, wenn man jene Elektricitätsmengen vermehrt. — Unterbricht man

[1]) Reitlinger, Sitzungsber. der Wien. Akad. 3. Jan. 1861.

daher den Kreis der Inductionsrolle ausser durch das Geissler'sche Rohr auch noch an einer anderen Stelle, so dass nur einzelne Funken in möglichst weitem Abstand daselbst überschlagen, so bemerkt man nach Grove [1]) in der Geissler'schen Röhre keine Streifung, sondern eine einfache Lichtmasse. Robinson [2]) konnte dieses Verschwinden der Streifung in einem mit sehr verdünntem Wasserstoff gefüllten Raum nicht wiederfinden. — Auch muss die Entladung dabei verzögert werden, was bei Anwendung der Entladung einer Leydener Flasche durch eine feuchte Schnur, bei Anwendung des Inductionsapparates schon von selbst durch die Länge der Inductionsrolle geschieht (vgl. §. 749).

Aus demselben Grunde beobachtet man das geschichtete Licht schwieriger, wenn man, statt direct beide Enden der Inductionsrolle mit den Elektroden der Geissler'schen Röhre zu verbinden, nur den einen Pol mit der einen Elektrode verbindet und aus dem anderen Pol Funken zieht. Man erhält dann eine ununterbrochene Lichtmasse, die stets von der negativen Elektrode ausgeht, und entweder bis zur positiven Elektrode sich ausbreitet oder in einiger Entfernung von der negativen Elektrode sich in geschichtetes Licht umändert. Letzteres tritt namentlich bei starker Pressung des Interruptors, ersteres bei schwächerer Pressung und bei schwachen Strömen auf [3]).

Bei stärkerer Intensität der Inductionsströme flachen sich auch nach Gassiot die Schichten schneller ab, wenn man sich von der positiven Elektrode entfernt, wie bei schwächerer Intensität der Ströme.

Die Schichtung ist ferner abhängig von der Verdünnung des Gases 752 in den Röhren. Bei schwächerer Verdünnung zeigt sie sich nicht, man beobachtet nur einen Uebergang eines wenig in die Breite ausgedehnten, glänzenden Lichtstreifens zwischen den Elektroden. — So erhielt man längere Zeit die Schichtung nicht in dem Torricelli'schen Vacuum, weil man die Feuchtigkeit nicht aus den Röhren entfernt hatte.

Dies rührt wohl daher, dass in dichterer Luft die an den Elektroden angehäuften Elektricitätsmengen grösser sein müssen, um dieselben in discontinuirlicher Entladung zu durchbrechen und dann bei der letzteren eben wegen der grösseren Elektricitätsmengen die Stratification nicht auftreten kann. — Vermeidet man sehr sorgfältig im Torricelli'schen Vacuum jede Spur von Dampf oder Gas, so dass dasselbe nur noch äusserst wenig Quecksilberdampf enthält, so werden die hellen und dunklen Streifen breiter und länger und weniger scharf begrenzt. Die Entladung wird „nebelartig". Lässt man dann durch ein kleines Loch, welches man z. B. durch Durchschlagen eines elektrischen Funkens in der Glasröhre angebracht

---

[1]) Grove, Phil. Mag. [4] Vol. XVI, p. 18. 1858.* — [2]) Robinson, Phil. Mag. [4] Vol. XVII, p. 269. 1859.* — [3]) Quet und Seguin, Compt. rend. T. XLVII, p. 964. 1858.*

hat, langsam ein Gas in das Vacuum eintreten, so ziehen sich die Schichten immer enger zusammen und ändern auch ihre Farbe[1]).

Zuweilen vergeht nach der Verbindung der Elektroden in einem Torricelli'schen Vacuum mit dem Inductionsapparat eine gewisse Zeit bis zur Bildung des Stromes in derselben. Man kann den Strom dann häufig durch Annähern eines Leiters an die Seitenwände des Rohres hervorrufen. Die erste Entladung zeigt noch keine Streifung; die negative Elektrode leuchtet aber hell mit blauem Licht. Erst nach und nach erscheint die Schichtung und der dunkle Raum. Dann zeigt sich, ehe noch ein Absatz von Metall an dem Glase bemerkbar ist (s. weiter unten), eine glänzend weisse Lichtzunge, welche vom negativen, und eine ebensolche lange blaue Lichtzunge, welche vom positiven Drath ausgeht und vom Magnet afficirt wird. Dient hierbei das Quecksilber des Rohres selbst als negative Elektrode, so bildet sich plötzlich eine grosse Menge Quecksilberdampf, so dass also wahrscheinlich plötzlich durch irgend einen Umstand die Entladung durch das ganze Rohr hindurch discontinuirlich wird.

Im völlig luftleeren Raume geht indess keine Elektricität über. Dies hat Gassiot l. c. nachgewiesen, indem er ein Geissler'sches Rohr mit sehr verdünnter Kohlensäure füllte und in eine seitlich an dasselbe angeschmolzene Kugel einige Stückchen von reinem Kalihydrat einbrachte. Die im Rohr sich zeigende leuchtende Entladung der Inductionsströme verschwand völlig, als das Kalihydrat geschmolzen, durch Neigen des Rohres auf demselben ausgebreitet und abgekühlt wurde, und so die letzten Reste von Kohlensäure absorbirt wurden. Beim Erhitzen des Kalis tritt durch Bildung von Dämpfen die Schichtung wieder hervor.

Ganz dieselben Erscheinungen, die Schichtung und das Verschwinden derselben, hat Gassiot beobachtet, als er seine Kupferzinkwasserbatterie von 3520 Zellen oder eine Batterie von 400 Grove'schen Elementen durch eine Geissler'sche Röhre schloss, in der durch Absorption von Kohlensäure durch geschmolzenes Kali ein Vacuum hergestellt wurde. Goldblattelektroskope, welche an den Polen der Säule angebracht waren, bewahrten dann ihre Divergenz[2]).

Mit Platinelektroden erscheint die Schichtung erst, wenn sie durch wiederholte Entladungen etwas corrodirt sind, mit Messingelektroden sogleich. Werden die Elektroden mit einer vorn offenen Glasröhre bedeckt, die über ihr Ende hinausragt, so erhält man keine Streifung, sondern nur eine von der Elektrode ausgehende Lichtlinie in der Richtung der Axe des Rohres. In letzterem Fall dürfte sich die Elektricität in solcher Dichtigkeit am Ende der Elektrode anhäufen, dass sie die Röhre völlig in einer Funkenentladung durchbricht. — Temperaturerhöhung einer Geissler'schen Röhre wirkt im Allgemeinen auf die Entladung wie eine stär-

[1]) Gassiot, Phil. Trans. 1858. Vol. I, p. 1. 1859;* Archives N. S. T. VI, p. 125. 1859.* — [2]) Gassiot, Proceed. Roy. Soc. Vol. X, p. 36 et 393; Arch. N. S. T. X, p. 58;* Pogg. Ann. Bd. CXII, S. 156. 1861.*

kere Verdünnung der Luft in derselben, die Streifen werden also breiter.

Auch von dem Querschnitt der Röhren ist die Schichtung abhängig. Bei einer Zunahme desselben nimmt in demselben Rohre die Deutlichkeit der Schichtung ab.

Jede Bewegung des verdünnten Gases, in welchem die Entladung auftritt, ändert die Lage der einzelnen Orte der discontinuirlichen Entladung und so auch die Stratification. Bringt man z. B. in ein elektrisches Ei neben der Luft einige Tropfen Terpentinöl, so erscheint in demselben das Licht bei der Verdünnung der Luft in dunkelrothen Schichten. Zieht man während des Durchleitens des Stromes die Luft noch weiter aus dem Ei, so wallen die Schichten gegen die untere Seite des Eies; lässt man wieder ein wenig Luft ein, so steigen sie in die Höhe [1]). — In der Mitte des Eies und der Geissler'schen Röhren sind die Schichten meist gegen die negative Elektrode hin vorgebogen, indem scheinbar an den Wänden die Luftbewegung durch die Reibung daselbst gehemmt wird.

Die Helligkeit des Lichtes der Geissler'schen Röhren nimmt zu 753
mit der Intensität der Inductionsströme und der Abnahme des Querschnittes der Röhren. Um das Licht recht hell zu erhalten, bildet man einen Theil der Röhren zweckmässig aus einem etwas weiteren ($^1/_2{}^{mm}$ weiten) Capillarrohr, in welchem dann freilich die Schichtung sehr fein, wenn auch noch immer sichtbar hervortritt, die Lichtintensität indess sehr bedeutend ist. — Bei Anwendung von Kohlenelektroden wird die Helligkeit des Lichtes sehr gross, indess kann man durch ein grünes Glas auch noch die Schichtung beobachten.

Die Farbe des Lichtes an der positiven Elektrode in den Geissler'schen 754
Röhren ist je nach der Natur des in ihnen enthaltenen Gases verschieden. Sie ist röthlich bei Röhren voll Wasserstoffgas, schön purpurroth bei solchen mit Schwefelsäuredampf, bleich weissgrau bei denen mit Quecksilberdampf u. s. f. Die Farbe ändert sich oft scheinbar mit dem Querschnitt des Rohres, ohne dass jedoch dabei das Spectrum des Lichtes sich ändert. Häufig ändert auch das Licht im Lauf der Versuche seine Farbe in Folge von Zersetzung des Gases. Enthält z. B. das Rohr oder das elektrische Ei verdünnte Luft und Terpentinöldampf, so zeigt dasselbe zuerst ein stark geschichtetes rothes Licht, welches allmälig seine ziemlich grobe Schichtung verliert und bleich und weisslich wird [2]). Vermuthlich verbindet sich hier allmälig der Sauerstoff der Luft mit dem Terpentinöl, so dass nur der Dampf des letzteren das Ei erfüllt. Aehnliche Erscheinungen beobachtet man häufig bei der Untersuchung des Spectrums des elektrischen Lichtes verschiedener zusammengesetzter Gase.

[1]) Gaugain, Compt. rend. T. XL. p. 1036. 1855;* Pogg. Ann. Bd. XCV, S. 489.* — [2]) Gaugain, l. c.

Die Farbe des Lichtes an der negativen Elektrode ist, unabhängig von dem Metall derselben, lavendelblau; nur wenn die Elektrode mit einer Spur von Fett, Talg, Wachs, Stearin bedeckt wird, erscheint das Licht daselbst nur Anfangs blau und an den fettigen Stellen etwas röthlich. Bald indess geht die Farbe des negativen wie des positiven Lichtes, vermuthlich unter Zersetzung des Fettes, ins Weissliche über. Bei Erneuerung der Luft im Rohr tritt der Farbenwechsel wiederum auf. Wird das Fett auf die positive Elektrode gebracht, so ist es daselbst ohne Einfluss [1]).

755 Zur genaueren Untersuchung des Lichtes der Geissler'schen Röhren ist es nöthig, dasselbe durch ein Prisma in seine einzelnen Bestandtheile zu zerlegen. Man bringt die einzelnen Stellen des Rohres hinter einen Spalt, vor dem ein Prisma aufgestellt ist, und untersucht das durch letzteres zerlegte Licht vermittels eines Fernrohres, welches in der Richtung des Radius eines, um die Axe des Prismas als Mittelpunkt geschlagenen und getheilten Kreises liegt, und sich um jenen Mittelpunkt drehen lässt. Ein sogenanntes Babinet'sches Goniometer von Duboscq eignet sich zu diesen Untersuchungen recht gut. — Man muss indess bei diesen Versuchen wegen der bedeutenden Fluorescenz des Glases der Röhren eine gewisse Vorsicht beobachten.

Zunächst zeigt sich ein wesentlicher Unterschied der Spectren des Lichtes an beiden Polen. Das violette Licht am negativen Pol zeigt nach Dove [2]) bei Anwendung einer spitzen Platinelektrode namentlich im Blau, so wie an der Grenze von Blau und Grün einen breiten, an der Grenze des Gelb einen sehr schmalen dunklen Streifen. Vergoldet, versilbert man die negative Elektrode, nimmt an ihrer Stelle einen Zinn- oder Eisendrath, so ändert sich die Farbe des Lichtes daselbst nicht [3]); nur tritt vielleicht der Theil des Spectrums etwas heller hervor, der beim Verbrennen des Metalls der Elektrode lebhafter leuchten würde; so z. B. bei einer negativen Elektrode von Messing das Grün.

Fig. 355 stellt das Spectrum des blauen Glimmlichtes nach einer

Fig. 355.



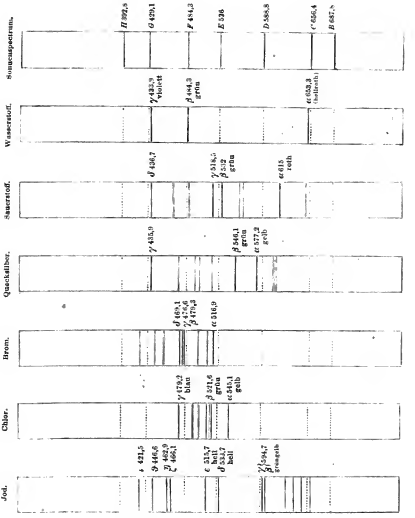
Zeichnung von van der Willigen [4]) vor. *D* bezeichnet die Natriumlinie.

---

[1]) Magnus, Monatsber. d. Berl. Akad. 6. Juni 1861. S. 561.* — [2]) Dove, Pogg. Ann. Bd. CIV, S. 184. 1858.* — [3]) Plücker, Pogg. Ann. Bd. CIV, S. 117. 1858.* — [4]) Van der Willigen, Pogg. Ann. Bd. CVI, S. 610. 1859.*

Taf. I.

Spectra des elektrischen Lichtes.



Das Spectrum des Lichtes an der positiven Elektrode zeigt dagegen 756
je nach der Natur der Elektrode verschiedene Streifen, und zwar, z. B. bei einer Platinelektrode mehrere im Grün, einen an der Grenze des Gelb, einen im Roth, bei einer Messingelektrode auch noch einen an der Grenze des Gelb und im Blau.

Zur Untersuchung des Lichtes in weiterer Entfernung von den Elektroden dienen am besten Röhren, deren mittlerer Theil aus einem etwa $^1/_2$ mm weiten Capillarrohr besteht, in welchem die Helligkeit des Lichtes viel grösser ist als an anderen weiteren Stellen, wenngleich das Spectrum desselben an diesen Stellen mit dem Spectrum des Lichtes im Capillarrohr übereinstimmt. In den Spectren erscheinen dann helle Streifen.

Die Zeichnungen auf Taf. I. enthalten die genauer gemessenen, hellsten und charakteristischsten Linien in einigen der von Plücker und Morren beobachteten Spectra, bei denen als Abscissen die aus den Ablenkungen der Strahlen berechneten Wellenlängen gewählt sind. Die den einzelnen Linien beigefügten Zahlen geben diese Wellenlängen in Millionteln des Millimeters an. Nur die auf diese Weise bezeichneten Linien sind genauer gezeichnet. Die dazwischengestellten sind dagegen nur andeutungsweise beigefügt. Die dunklen Linien in der Zeichnung bedeuten die hellen Linien der Spectra; nur in der zur Vergleichung hinzugefügten Zeichnung des Sonnenspectrums entsprechen sie den dunklen Fraunhofer'schen Linien.

Die nahe Uebereinstimmung dieser Spectra mit den den Gasen zuzu- 757
schreibenden Theilen der Spectra der Funken in den nicht verdünnten Gasen ist namentlich bei dem so charakteristischen Spectrum des Wasserstoffs ersichtlich, welches drei helle Linien zeigt, von denen β ganz mit der Linie F, γ und α nahezu mit G und C im Sonnenspectrum zusammenfallen [1]). — Diese Linien treten sehr häufig auch in dem Spectrum anderer Gase auf, wenn dieselben Wasser enthalten, da letzteres durch die Funken schnell zerlegt wird (s. weiter unten). Das Licht in den engeren Theilen des Rohres ist roth.

Im Sauerstoff ist die Linie α im Roth besonders charakteristisch; das Spectrum ist nur in Röhren mit Aluminiumelektroden constant. Bei Anwendung von Platinelektroden bildet sich gelbes Platinoxyd, welches sich in der Nähe der negativen Elektrode in der Röhre absetzt. Es zeigt sich dann die Röhre mit fahlgrünen Streifen durchzogen, wie wenn man das Licht in dem über Quecksilber hergestellten, Quecksilberdampf haltenden Torricelli'schen Vacuum erzeugt hätte.

Das Quecksilberspectrum wurde in einer Röhre hergestellt, welche durch Kochen von Quecksilber luftleer gemacht war, und in der

---

[1]) Plücker, Pogg. Ann. Bd. CIV, S. 122;* Bd. CV, S. 67. 1858;* Bd. CVII, S. 497 u. 638. 1859.*

beide Platinelektroden durch Quecksilber bedeckt waren. Beim Erwärmen des Quecksilbers wurde das Licht heller.

Die Farbe des Lichtes in dem mit Brom gefüllten Rohr war in den weiteren Theilen violett, in den engeren grünblau.

Im Chlor ist der Streifen α vierfach, beiderseits durch dunkle Linien begrenzt; β ist wohl doppelt. Die Farbe der Entladung ist in den weiteren Theilen röthlich violett, in den engeren grün.

Im Spectrum des Jods wechseln ausser den gezeichneten hellen Linien noch hellere und dunklere Räume und schwarze Streifen.

Das Spectrum des Stickstoffs ist sehr complicirt; es finden sich ausser hellen auch dunkle Linien; von denen 11 gleichmässig im Roth, 6 bis zum Gelb vertheilt sind. Im Grün sind 7 dunkle Linien. Sodann kann man 11 helle Streifen erkennen, von denen zwei im Violett besonders hervortreten. Für die dunklen Streifen Nr. 3, 11, 17 sind die Wellenlängen 661, 608,9, 576,2. In engeren Röhren ist das Licht röthlichviolett.

Eine Natriumdampf haltende Röhre zeigt den gelben Natronstreif, welcher der Linie D entspricht.

Eine Röhre voll Kohlensäure zeigt zuerst im Roth einen hellen Streifen, der bald erblasst. Das Gas zersetzt sich also wahrscheinlich. Auch scheidet sich Platinoxyd an der negativen Platinelektrode aus. Das constant gewordene Spectrum zeigt namentlich 8 helle Linien, von denen γ im Gelb, δ im Grün, ζ und η im Violett die Wellenlängen 559,9; 519,0; 450,1; 438,2 haben.

Röhren mit Essigsäure-, Alkohol-, Aether-, Schwefelkohlenstoffdampf verändern sich schnell und zeigen theils Wasserstoffstreifen, theils die Streifen der Kohlensäure mit einigen Abänderungen.

Eine mit Kohlensäure und Wasserstoff gefüllte Röhre zeigt eine Uebereinanderlagerung der Spectra beider Gase. Ammoniakgas verhält sich wie Wasserstoff und Stickstoff; es wird also durch die Funken sogleich zersetzt. Bei Stickoxyd, salpetriger Säure, Stickoxydul bemerkt man nur das Spectrum des Stickstoffs, bei Wasserdampf das des Wasserstoffs, indem sich der Sauerstoff mit der negativen Elektrode verbindet.

Auch die schweflige Säure zersetzt sich schnell. Erhitzt man die Elektroden, so stellt sich das Spectrum wieder her, indem der abgelagerte Schwefel sich mit dem im Rohr zurückbleibenden Sauerstoff wieder zu verbinden scheint.

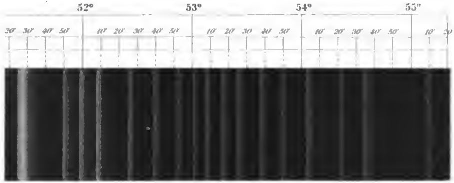
Das Spectrum des Lichtes in der Luft ist aus dem des Stickstoffs und Sauerstoffs zusammengesetzt und ziemlich complicirt.

758 Meist enthält das Licht in den Geissler'schen Röhren sehr viele ultraviolette Strahlen, welche in dem Glase der Röhren selbst Fluorescenz erregen, so dass sie namentlich an den Stellen, wo das Licht concentrirter erscheint, so auch namentlich in der Nähe des Glimmlichtes am negativen Pol, mit grüner, bei Bleiglas mit blauer, bei Uranglas mit lebhaft gelb-



N LICHTES IM STICKSTOFF,
RREN.

Zu S. 875



mit brechendem Winkel von 59° 29′ dargestellt
kelablenkung der einzelnen Strahlen

grüner Farbe leuchten. Dieses fluorescirende Licht der Röhren ist selbstverständlich durchaus secundär und von dem eigentlichen Licht der elektrischen Entladungen unabhängig [1]). In dem Scheine des elektrischen Lichtes erscheint eine beim Tageslicht unsichtbare Schrift von Lösung von schwefelsaurem Chinin in Weinsäure auf Papier hellblau. — Sehr schön nimmt sich die Fluorescenzerscheinung aus, wenn man auf den metallenen Teller einer Luftpumpe ein Becherglas von grünem Uranglas setzt, und dieses im Inneren mit Stanniol bekleidet. Man bedeckt dasselbe mit einer oben tubulirten Glasglocke, und senkt durch den Tubulus einen Metalldrath bis auf die Stanniolbelegung. Verbindet man den Drath und den Teller der Luftpumpe mit den Polen der Inductionsspirale eines Ruhmkorff'schen Apparates, so wallt nach dem Evacuiren der Glocke eine Lichtgarbe über die Ränder des Glases nach aussen, während das Glas selbst lebhaft grün fluorescirt [2]).

Sehr eigenthümlich ist das nach Unterbrechung der Entladungen fortdauernde Nachleuchten der Geissler'schen Röhren. Dasselbe zeigt sich vorzüglich bei Röhren, die etwa 40 Thle. Luft, 60 Thle. Sauerstoff und eine Spur wasserfreier Schwefelsäure enthalten, schwächer bei Röhren voll Schwefelwasserstoff, Stickoxyd, schweflichter Säure, und fehlt bei Anwendung von einfachen Gasen. Lässt man auch nur einen Schlag des Inductionsapparates durch dieselben hindurchgehen, so leuchten dieselben noch längere Zeit mit einem grauen oder gelblich grünen Lichte [3]). Nach Riess [4]) erlöschen die Endkugeln der Röhre eher als ihre mittleren Theile, meist die negative Kugel zuerst. — Bei zu starken Strömen hört das Nachleuchten auf. Es sind deshalb nur schwache Ströme anzuwenden. — Wild [5]), welcher das Nachleuchten in einem mit Schwefelkohlenstoffdampf und Luft gefüllten elektrischen Ei 4 bis 5 Minuten lang beobachtete, glaubt es auf eine Zersetzung des Schwefelkohlenstoffs in Kohle und Schwefel durch die Entladungen und eine nachherige langsame Verbrennung des Schwefels zu Schwefelsäure zurückführen zu können, da dasselbe bei völliger Abwesenheit von Luft sich nicht zeigte. Morren erklärt es durch Zersetzung und Wiederbildung der Verbindung $NO_3, 2SO_3$, in anderen Fällen auch wohl von NO_3, NO_5.

Bringt man in die Nähe einer Geissler'schen Röhre, durch welche 759
elektrische Entladungen ohne sichtbare Funkenerscheinungen hindurchgehen, einen Magnet, so wird die leuchtende Entladung derselben in ähnlicher Weise abgelenkt wie die Lichthülle des Inductionsfunkens in der Luft. Diese Erscheinungen sind mit grosser Sorgfalt von Plücker [6]) studirt wor-

[1]) Eisenlohr, Pogg. Ann. Bd. XCIII, S. 625. 1854;* Poggendorff, ibid. Bd. XCVIII. S. 191. 1856.* — [2]) Gassiot, Phil. Mag. [4.] T. VII, p. 97. 1854.* — [3]) E. Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. T. LVII, p. 110. 1859;* Morren, Phénomènes lumineux de l'étincelle électrique. Marseille 1862.* — [4]) Riess, Pogg. Ann. Bd. CX, S. 523. 1860.* — [5]) Wild, Pogg. Ann. Bd. CXI, S. 621. 1860.* — [6]) Plücker, Pogg. Ann. Bd. CIII, S. 88 u. 151;* Bd. CIV, S. 113 u. 622; Bd. CV, S. 67. 1858;* Bd. CVII, S. 77. 1859.*

den. Wir haben hierbei die Einwirkung des Magnetes auf die von der positiven Elektrode ausgehende Lichterscheinnng von der Einwirkung auf das blaue Glimmlicht an der negativen Elektrode zu unterscheiden.

Die Einwirknng anf erstere findet stets so statt, als wenn die von der positiven Elektrode ausgehende Lichtmasse aus einer Reihe vollkommen biegsamer, wesentlich in der Richtung von der positiven zur negativen Elektrode vom Strom durchflossener Fäden bestände.

Ein frei bewegliches Stromelement wird unter Einwirkung einer magnetischen Kraft nur dann im Gleichgewicht sein, wenn letztere in der Richtung des Elementes selbst wirkt, denn dann giebt es unendlich viele Ebenen, die durch das Element und die Richtung der magnetischen Kraft gelegt werden können, auf denen allen die das Element sollicitirende Kraft senkrecht stehen müsste.

Ein vollkommener biegsamer, frei in allen seinen einzelnen Theilen beweglicher Leiter ist also unter dem Einfluss von Magnetpolen nur im Gleichgewicht, wenn er mit den magnetischen Curven zusammenfällt. Ist der biegsame Leiter gezwungen, auf einer Oberfläche zu bleiben, so ist er im Gleichgewicht, wenn die auf seine Elemente wirkenden Kräfte in die Richtung der Normale der Oberfläche fallen und zwar gegen dieselbe hin gerichtet sind. Dies ist bei Einwirkung magnetischer Kräfte nur in den Punkten der Oberfläche der Fall, in denen die magnetischen Curven in letztere hineinfallen. Da in diesen Punkten sowohl die durch die magnetischen Curven angegebene Richtung der magnetischen Kräfte als auch das Element des Leiters in der Oberfläche liegen, ist die auf das Element wirkende Kraft auf der durch jene Richtung und das Element gelegten Ebene, also auf der Oberfläche, senkrecht.

Setzen wir an Stelle des biegsamen Leiters die von der positiven Elektrode ausgehende elektrische Entladung im luftleeren Raum, so wird der erste Fall eintreten, wenn in einer, mit verdünnter Luft gefüllten und auf einen Magnet gebrachten Glaskugel der elektrische Strom zwischen zwei Elektroden circulirt, welche beide mit zwei Punkten derselben magnetischen Curve zusammenfallen.

Der zweite Fall wird eintreten, wenn die Elektroden an zwei Punkten der Oberfläche der Kugel eintreten, in welchen beiden Punkten zwei magnetische Curven mit ihrer Oberfläche zusammenfallen. Der Entladungsstrom muss dann zwischen beiden Elektroden stets auf ebenso beschaffenen Punkten der Oberfläche übergehen. Die auf diese Weise auf der Oberfläche bestimmten Curven nennt Plücker epibolisch-magnetische Curven. Denken wir uns beispielsweise zwischen die Magnetpole ein hohles ungleichaxiges Ellipsoid von Glas so gelegt, das seine eine Axe in der axialen Richtung läge, die Elektroden aber an zwei Stellen der äquatorialen Ebene in das Ellipsoid einträten, so wäre die durch letztere Ebene auf der Oberfläche des Ellipsoids verzeichnete Curve eine epibolisch-magnetische und die Entladung fände in ihr statt.

Könnte die Entladung weder in der Richtung der magnetischen

nach der epiholischen Curve vor sich gehen; so würde der Lichtstrom entweder zerrissen und die Entladung gänzlich gehemmt, oder der Lichtstrom würde abgelenkt und geriethe in eine continuirliche Rotation, die dann der eines metallischen Leiters ganz analog wäre.

Von den vielen von Plücker mannigfach abgeänderten Versuchen 760
über die Einwirkung des Magnetes auf die von der positiven Elektrode ausgehende Entladung im luftverdünnten Raum wollen wir hiernach nur die folgenden einfacheren anführen.

Legt man über die vorn abgerundeten, etwa 4^{mm} voneinander abstehenden Halbanker eines Elektromagnetes in äquatorialer Lage eine etwa 12^{mm} weite Geissler'sche Röhre mit ihrem mittleren Theil, woselbst sie in Form eines länglichen Ellipsoides ausgeweitet ist, so wird sich das Licht in derselben je nach der Richtung der Magnetisirung und des Stromes im Rohr gegen die obere oder untere Fläche des Rohres legen. Es verhält sich hier der Lichtstrom im Rohr wie ein in äquatorialer Lage über den Magnetpolen ausgespannter glühender Drath, der auch, je nachdem ihn der Strom in der einen oder anderen Richtung durchfliesst, sich nach oben oder unten biegt. Indem hierbei die Entladung im Rohr nach der einen Seite gedrückt wird, leuchtet daselbst das Licht im Rohr heller auf, und man bemerkt einzelne Lichtblitze in demselben (namentlich in Röhren mit Zinnchlorid). Die Schichtung tritt dann deutlicher hervor. Ist indess hierbei die Intensität der Inductionsströme so schwach, dass sie ohne Anwendung des Magnetes gerade nur noch durch das Rohr hindurch gehen, so erlischt das Licht bei Einwirkung des letzteren, da der Strom jetzt einen weiteren und schmaleren Weg zurücklegen müsste. Namentlich wenn die Magnetpole zur Seite der positiven Elektrode sich befinden tritt diese Hemmung der Entladung leicht auf. An der negativen hemmt der Magnet dieselbe nicht, da sie sich daselbst ganz anders verhält als an der positiven Elektrode [1]) (s. d. flgd. §).

Wird das Rohr in axialer Lage aufgelegt, so wirken die magnetischen Kräfte auf die beiden Hälften des Lichtstromes in demselben in entgegengesetzter Richtung (vergl. §. 115). Daher legt sich der der positiven Elektrode entsprechende Theil desselben in dem Ellipsoid nach dem einen Ende des horizontalen äquatorialen Durchmessers hin und endet daselbst in einer Lichtspitze, der der negativen Elektrode entsprechende Theil geht zum anderen Ende des Durchmessers und sendet von dort wogende Flammen zu jener Lichtspitze. — Ist die Wirkung des Magnetes zu stark, so kann eine Wiedervereinigung der beiden entgegengesetzt abgelenkten Theile des Lichtstromes durch das Innere des Ellipsoides nicht eintreten; die Entladung ist ganz unterbrochen, wie man auch an dem veränderten Geräusch des Hammers am Interruptor des Inductionsapparates wahrnimmt. Analoge Resultate findet man, wenn man durch die Geissler'sche Röhre

[1]) Grove, Phil. Mag. [4.] Vol. XVI, p. 21. 1858;* Gassiot, Arch. (N. S.) T. X, p. 51. 1861.* Vergl. auch Riess, Pogg. Ann. Bd. CIV, S. 321. 1858.*

eine starke Batterie, z. B. die Gassiot'sche Batterie von 3520 Zellen oder eine Batterie von 400 Grove'schen Elementen entladet.

Wird nur die die positive Elektrode enthaltende Kugel des Geissler'-schen Rohres, Fig. 352 zwischen die Halbanker eines starken Elektromagnetes gebracht und der Uebergang der positiven Elektricität durch das ganze Rohr gehemmt, so dass sich nur seine der Elektrode zunächst liegenden Theile mit positiver Elektricität laden, so kann sich diese mit der auf der anderen Seite der Inductionsrolle angehäuften negativen Elektricität nach dem Aufhören der inducirenden Wirkung durch die Inductionsrolle selbst ausgleichen; die positive Elektrode dient hierbei für die im Glasrohr angehäufte zurückkehrende positive Elektricität als negative Elektrode und erglänzt dann wie die andere Elektrode ebenfalls im blauen Glimmlicht [1]).

761 Anders treten diese Erscheinungen in dem Glimmlicht an der negativen Elcktrode auf. Es sind hier noch manche dunkle Pnnkte aufzuklären. Es scheint in diesem Licht die Richtung der elektrischen Strömung weniger bestimmt zu sein, als in dem von der positiven Elektrode ausgehenden geschichteten Lichtstrom. Vielmehr scheint sich an jener Elektrode die Elektricität gewissermaassen diffus gegen die Glaswände zu verbreiten, und dann durch den dunklen Raum, der das blaue Licht an der negativen Elektrode von dem geschichteten Licht der positiven Elektrode trennt, auf eine noch nicht gehörig bestimmte Weise zu letzterer überzugehen. Der Magnet ändert die Richtung der Verbreitung des elektrischen Glimmlichtes, welches auch die Lage der Elektroden gegen die Magnetpole sei, stets so ab, dass es sich in die Richtnng der magnetischen Curven legt, und in dieser Richtung die elektrische Strömung stattfindet. Auch wird stets, wo auch hierbei die unter dem Einfluss des Magnetes gebildete Lichtfläche die Glaswände des Rohres berührt, die zerstäubte Materie der negativen Elektrode abgelagert.

In den folgenden Figuren, welche ein Bild dieser Erscheinungen geben, bezeichne *ab* die negative Elektrode, *cd* die Gränze des Glimmlichtes, *N* und *S* die Magnetpole. Liegen *N* und *S* (Fig. 356 und 357) zu beiden Seiten

Fig. 356.

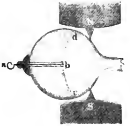
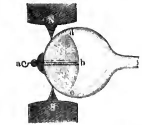


Fig. 357.



der in einer Kngel befindlichen und bis auf ihr Ende in eine Glasröhre

[1]) Plücker, Pogg. Ann. Bd. CVII, S. 87. 1859.

eingeschmolzenen Elektrode, ist letztere also äquatorial gerichtet, so bildet das blaue Licht eine Fläche, welche durch den Endpunkt der Elektrode und die Pole geht und den durch diese drei Punkte bestimmten magnetischen Curven entspricht. Die Lichtfläche ist gegen den dunklen Raum concav oder convex, je nachdem die durch den Endpunkt der Elektrode gehenden magnetischen Curven die eine oder andere Lage haben.

Bei einer Röhre, deren negative Elektrode ein 10^{mm} langer, nicht mit Glas bedeckter Drath war, bog sich das negative Licht, als dieselbe äquatorial über den Magnetpolen lag, zu einem schönen, die Pole verbindenden, gegen die Axe des Rohres in einer verticalen Ebene gebogenen und die Elektrode als Axe umfassenden Gewölbe.

Liegt die Elektrode ab in axialer Richtung, so formt sich auch das negative Licht stets in die Gestalt der magnetischen Curven, gleich viel, ob die Elektrode bis in die Mitte zwischen beide Pole oder nur bis zu dem einen derselben herangeht (vergl. Fig. 358 und 359). An den Bogen des blauen negativen Lichtes schliessen sich dann in ähnlichen Formen die von ihm durch den dunklen Raum getrennten Schichten des positiven Lichtes an. — Dieselbe Anordnung des blauen Lichtes findet sich schon bei der Einwirkung nur eines Poles des Magnetes auf dasselbe.

Fig. 358.

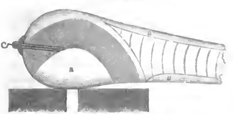
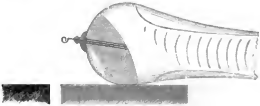


Fig. 359.



Das verschiedene Verhalten des positiven und des negativen Lichtes, 762
welche scheinbar ganz unabhängig von einander den magnetischen Einflüssen folgen und stets dabei durch einen dunklen Raum getrennt bleiben, zeigt sich namentlich sehr gut, wenn man in eine Kugel von etwa 50^{mm} Durchmesser die Elektroden so einschmilzt, dass sie gerade nur in die Kugel hineinragen.

Es sei im Folgenden n stets die negative, p die positive Elektrode. Die Kugel werde zwischen die beiden genäherten, nord- und südpolaren Halbanker N und S eines grossen Magnetes gebracht.

Es mögen zuerst beide Elektroden in der axialen Ebene liegen. Dann folgt das negative, von n ausgehende bläuliche Licht stets der magnetischen Curve NS zwischen N und S.

Fällt nun erstens auch p in diese Curve, so ist die ganze Lichterscheinung in derselben concentrirt. — Fällt ferner p in den obersten oder untersten Punkt der Kugel, Fig. 360, so geht der positive Lichtstrom auf der Oberfläche der Kugel entlang auf der mit ihrem Durchschnitt durch die Aequatorialebene zusammenfallenden epibolischen Curve, welche sich nach vorn oder hinten legt, je nachdem die Elektrode p ober-

Fig. 360.

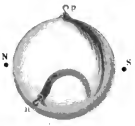


Fig. 361.



halb oder unterhalb und n am Nord- oder am Südpol des Magnetes sich befindet. — Liegt endlich p in einem anderen Punkte der axialen Ebene, der nicht in die durch n gelegte Curve NS fällt, Fig. 361, so geht das positive Licht an der Glaswand gegen die Aequatorialebene nach hinten oder vorn hin, je nachdem p höher oder tiefer als n liegt. Dasselbe geht aber über die Aequatorialebene nicht hinaus, sondern folgt daselbst der epibolischen Curve. Es schlägt also gewissermaassen einen Weg ein, der zwischen den Wegen liegt, welche bei den vorigen zwei Fällen beschrieben worden sind.

Liegen beide Elektroden in der Aequatorialebene, so besteht das negative Licht nur in einem kleinen Bogen, das positive Licht folgt der epibolischen Curve in einem scharf gezeichneten Lichtstreifen, von welchem aus Licht zur negativen Elektrode überfliesst.

Plücker [1]) hat noch viele Versuche über das Verhalten der Entladungen zwischen zwei durch eine Kugel parallel nebeneinander ausgespannten oder in einem rechten Winkel gekreuzten Elektroden u. s. f. angestellt. Bei diesen legt sich auch stets das negative Licht in die Form der magnetischen Curven; das positive Licht verhält sich ganz so, wie es sich nach den bekannten elektromagnetischen Gesetzen aus der Einwirkung des Magnetes auf die von der positiven Elektrode gegen die negative Elektrode hin ausgebreiteten Stromeselemente berechnen liesse. Liegen dieselben nämlich in den magnetischen Curven, so sind sie im Gleichgewicht; sind sie gegen dieselben geneigt, so würden sie in demselben Sinne roti-

[1]) Plücker, Pogg. Ann. Bd. CVII, S. 88, 1859.*

ren, wie ein an ihre Stelle gesetztes festes Stromelement. Indem sich diese Bewegung mit der scheinbar von dem positiven Pol fortschreitenden Richtung der Entladungen zusammensetzt, beschreibt das Licht öfter spiralförmige Curven.

Liegen, um nur ein Beispiel anzuführen, die die positive und negative Elektrode darstellenden parallelen Dräthe *A B* und *C D*, Fig. 362, in einer Horizontalebene und in der axialen Richtung und befinden sich die Magnetpole in *S* und *N*, so bildet das negative violette Licht um *C D* die magnetische

Fig. 362.

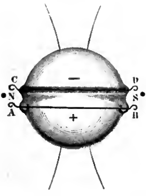
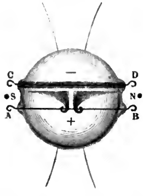


Fig. 363.



Lichtfläche; von den die Glaswand berührenden Stellen von *A B* geht aber das positive Licht in zwei entgegengesetzt gewundenen Spiralen, die sich allmälig immer mehr ausbreiten, zu der mit violettem Licht bedeckten negativen Elektrode *C D* über, von der sie indess stets noch durch einen dunklen Raum getrennt bleiben. Bei Umkehr der Stromesrichtung gehen die Spiralen, ohne sich zu vereinen, mehr gegen die Mitte von *A B* hin und winden sich von dort in umgekehrter Richtung wie vorher gegen die negative Elektrode (Fig. 363). — Befinden sich die parallelen, horizontalen und axial gerichteten Elektroden übereinander, und ist die negative die obere, so wird das negative Licht oben von der Glaswand, unten von der die Elektrode berührenden magnetischen Curve begränzt. Dabei kann dasselbe von der positiven Elektrode durchschnitten werden. Ist die negative Elektrode die untere, so wird das negative Licht durch zwei magnetische Curven begränzt, deren eine durch die Endpunkte der Elektrode geht, die andere sie in der Mitte berührt. Das positive Licht strömt von einzelnen Punkten der positiven Elektrode in Schichten nach vorn oder hinten zur negativen Elektrode, von der es durch einen dunklen Raum getrennt bleibt.

In Bezug auf die weiteren Details der mannigfach abgeänderten und complicirten Erscheinungen müssen wir auf die Originalabhandlung Plücker's verweisen. Leider geben alle Beobachtungen noch keinen

Aufschluss über den Grund der verschiedenen Verbreitungsart der beiden Elektricitäten von den Elektroden aus [1]).

763 Schiebt man auf eine Geissler'sche Röhre an verschiedenen Stellen einen schmalen Ring von Stanniol und verbindet denselben mittelst eines Drathes für einen Augenblick mit dem Elektroskop, so zeigt dasselbe Ausschläge von positiver oder negativer Elektricität, je nachdem man den Ring mehr der positiven oder negativen Elektrode nähert. In der Mitte zwischen beiden Elektroden zeigt sich ein Indifferenzpunkt. An der Innenseite des Rohres ist also die freie Elektricität in ähnlicher Weise angehäuft, wie auf einem feuchten Leiter (vergl. Thl. I, §. 62 u. flgde.). Die Elektricität zieht die entgegengesetzte Elektricität in dem Stanniolring an und stösst die gleichnamige ab, welche dem Elektroskop zuströmt. Der dunkle Raum in der Nähe der negativen Elektrode wirkt sehr schwach influenzirend, selbst wenn derselbe, so wie das über ihm angebrachte Stanniolblatt eine verhältnissmässig grosse Ausdehnung hat. Der Uebergang der Elektricität muss also hier in anderer Art vor sich gehen, als in den anderen Theilen des Rohres. — Stellt man die Verbindung des Stanniolringes mit dem Elektroskop dauernd her, so schwanken die Goldblättchen desselben hin und her, indem nach jeder Entladung im Rohre die aussen vertheilten Elektricitäten sich wieder ausgleichen. Bringt man daher an das Rohr ein zur Erde abgeleitetes Stanniolblatt oder auch nur den Finger, so bilden sich zwischen dem Rohr und dem ableitenden Körper eine Reihe feiner Funken, welche diesen Austausch der Elektricitäten vermitteln und ein knatterndes Geräusch verursachen.

Die Influenz auf leitende Körper, die den Röhren von aussen genähert werden, wirkt auf den Elektricitätsstrom in ihnen zurück. Bringt man z. B. an die Röhre oder an das elektrische Ei an einer Stelle den Finger, so wird durch die in demselben vertheilte Elektricität die Luft des Rohres zu jener Stelle hingezogen. Wird hierdurch die Luft an den entfernteren Stellen so bedeutend verdünnt, dass durch sie die Entladung weniger deutlich stattfinden kann, so geht sie nun durch die zu jener Stelle hingezogene Luft, die ihr einen kleineren Querschnitt bietet. Die durch die Schichtung angedeutete Richtung der Entladung neigt sich zu der berührten Stelle hin und die Schichtung selbst wird deutlicher [2]).

Kittet man eine Glasglocke auf eine horizontale Metallplatte, auf der ein oberhalb durch eine Platinplatte geschlossenes Metallrohr aufgesetzt ist, und lässt nach dem Evacuiren der Glocke den Strom des Ruhmkorff'schen Apparates durch zwei horizontale Elektroden eintreten, so dass der Lichtstrom etwas oberhalb der Platinplatte sich herstellt, so bleibt der-

[1]) Vergl. auch Plücker, Pogg. Ann. Bd. CXIII, S. 263. 1861.* Die Beschreibung der Aenderung der Lichterscheinung in einem ellipsoidischen Gefäss bei allmäligem Zutreten von Gas in den luftverdünnten Raum unter Einfluss des Magnetes. Die Erscheinungen nähern sich immer mehr den §. 739 und 740 beschriebenen Phänomenen. — [2]) Riess, Pogg. Ann. Bd. CIV, S. 321. 1858.*

selbe zunächst horizontal. Erbitzt man aber die Platte von aussen, so biegt er sich gegen dieselbe um, vermuthlich indem die erbitzte Luft in der Nähe der Platte den Strom besser leitet. Wird die Platte sehr stark erhitzt, so wendet sich der Lichtstrom dagegen von derselben ab, und um sie bildet sicb ein dunkler glockenförmiger Raum; vielleicht weil durch die starke Erhitzung die Luftverdünnung so weit getrieben ist, dass der Strom daselbst nicht mehr hindurchgebt, oder der schnell aufsteigende Luftstrom die Entladung mit sich fortführt. Dieut die Platinplatte als negative Elektrode, so bebt sich beim Erhitzen gleichfalls die violette Lichtmasse von ibr ab nnd ist durch einen schmalen dunklen Raum von ihr getrennt. Faye [1]) sieht hierin einen Beweis der Abstossuug der Materie dnrcb glühende Körper, indess möchten hier doch noch andere Gründe die Erscheinung bedingen.

3. Thermische, chemische und mechanische Wirkungen an der Unterbrechungsstelle des Indnctionsstromes.

Wenn auch in dem Schliessungskreise des Inductionsstromes selbst 761
die Wärmeentwickclung sehr gering ist, da die Intensität der ihn durcbfliessenden Ströme klein bleibt, so tritt sie doch in den Fnnken und an den sie begränzenden Enden der Leitung stark hervor.

Die Funken in der Luft erwärmen ein Thermometer, welches in ihren Strom hineingehalten wird, und zwar ist die Erwärmung abhängig von der Natur der Elektroden, zwischen denen die Funken überspringen. Es ergab sich unter anderen die Temperaturerhöhung des Thermometers bei Elektroden von:

Platin	Blei	Zinn	Antimon	Zink	Wismuth
18,5° C.	30,5	33	34,25	35	37.

Unter den übrigen Metallen geben Elektroden von Kupfer, Eisen, Silber einen etwas beisseren, von Graphit einen etwas kälteren Funkenstrom als Platin. Es scheint also mit der geringeren Cohärenz und grösseren Schmelzbarkeit und Flüchtigkeit der Metalle die Temperatur der Funken zn steigen.

Bestehen beide Elektroden aus verschiedenem Metall, so ist die Temperatur der Funken am höcbsten, wenn das Metall der negativen Elektrode das flücbtigere und schmelzbarere ist. So stieg die Temperatur des in den Funkenstrom gehaltenen Thermometers bei

— Elektrode:	Platin	Platin	Zinn	Platin	Wismuth
+ Elektrode:	Platin	Zinn	Platin	Wismuth	Platin
Temperaturerhöhung	18,5°	23,5	31	18,5	30

[1]) Faye, Compt. rend. T. L. p. p 894 und 959. 1860. — [2]) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. XCIV. S. 632. 1855.

Diese Erscheinungen entsprechen vollständig den §. 734 mitgetheilten Betrachtungen. Um eine bedeutende Wärmeentwickelung hervorzurufen, muss die durch die Luft continuirlich hindurchgehende Elektricitätsmenge möglichst gross sein. Da dieselbe nun um so bedeutender ist, je besser sich die Lichthülle bilden kann, so müssen hierzu die Elektroden leichter sich vertheilen. — Trennt man durch Blasen die Lichthülle von dem eigentlichen Funken, und senkt in dieselben einen Papierstreif oder den Docht einer Weingeistlampe, so wird er in der Lichthülle entzündet, im Funken nicht; ein Beweis, dass die durch letzteren ausgeglichene Elektricitätsmenge zu klein ist, um die zur Entzündung jener Körper genügende Wärmemenge zu liefern [1]).

Je länger unter sonst gleichen Umständen (bei gleicher inducirender Rolle und Unterbrechung und gleicher Kette) die Inductionsrolle ist, desto mehr wird die Entladung verzögert, desto bedeutender wird nach der ersten Entladung die Lichthülle entwickelt und desto höher steigt die Temperatur eines in den Funkenstrom eingesenkten Thermometers. Mit zunehmender Verdünnung der Luft nimmt dieser Einfluss der Länge der Inductionsrolle ab, da nun überhaupt ein grösserer Theil der Entladung an der Bildung der Lichthülle theilnimmt. — Bei Einschaltung einer Leydener Flasche in den Inductionskreis nimmt aus dem entgegengesetzten Grunde die Erwärmung ab [2]).

765 Die Temperatur der beiden Spitzen, zwischen denen die Funken überspringen, ist wesentlich verschieden. Sehr bemerkenswerth ist es, dass stets hierbei die als **negative** Elektrode für den Oeffnungsstrom dienende Spitze die heissere ist, während bei dem Uebergang eines gewöhnlichen galvanischen Stromes zwischen zwei Spitzen, z. B. bei Herstellung des galvanischen Lichtbogens, die **positive** Spitze heisser ist als die negative. Näherte z. B. **Despretz** [3]) den Kugeln eines elektrischen Eies ein Thermometer, so erwies sich die mit violettem Licht bedeckte als die wärmere. Wendet man als Elektroden für den Inductionsfunken zwei dünne Platindräthe an, so erglüht der negative an seiner Spitze, während der positive dunkel bleibt [4]). — Bedient man sich zweier dünner Eisendräthe als Elektroden, so schmilzt und verbrennt der als negative Elektrode dienende Drath.

Stellt man zwei sehr dünne Platindräthe von $^1/_{10}$ mm Durchmesser mit ihren Spitzen einander gegenüber, schlingt den einen, als negative Elektrode dienenden um die Kugel eines Thermometers und lässt nun den Funkenstrom zwischen den Dräthen übergehen, so erglüht bei gewöhnlichem Luftdruck nur die Spitze des negativen Drathes und nur sie ist mit blauem Glimmlicht bedeckt. Das Thermometer steigt kaum. Bei Verdünnung der Luft vermindert sich die Temperatur der Spitze und die

[1]) **Perrot**, Arch. Nouv. Sér. T. VI, p. 65. 1859.* — [2]) **Poggendorff**, Monatsber. der Berl. Akad. 7. März. 1861.* — [3]) **Despretz**, Compt. rend. T. XXXVII, S. 369. 1853.* — [4]) **Gassiot**, Phil. Mag. [4.] Vol. VII, p. 97. 1854.*

Lichthülle breitet sich aus. Sobald diese den das Thermometer bedeckenden Theil des Drathes erreicht, steigt dasselbe schnell. Bei weiterer Verdünnung weicht das Glimmlicht immer mehr vom Ende des Drathes zurück, und zugleich sinkt die Temperatur des Thermometers wieder, wenn die Lichthülle den dasselbe bedeckenden Theil des Drathes verlässt. Also auch hier ist die Temperaturerhöhung an die Bildung der Lichthülle geknüpft. Je länger die Inductionsrolle unter sonst gleichen Umständen ist, desto stärker ist hierbei die Erwärmung des Thermometers [1]).

Der Unterschied der Erwärmung der Elektroden zeigt sich nur, wenn sie sich in einem weiteren Raume befinden. In einem engen Capillarrohre ist er nicht bemerkbar. — Lässt man ferner die Funken zwischen zwei dünnen Platindräthen überspringen und erglüht hierbei nur der negative Drath lebhaft, so dass er zu einer kleinen Kugel schmilzt, und berührt man dann diese Kugel mit einem dünnen Glasfaden, so beginnt plötzlich der positive Drath zu glühen, während der negative Drath erlischt [2]). Es wird hierbei die leitende Oberfläche des negativen Drathes mit einer schlecht leitenden Glasschicht bedeckt und es können ähnliche Verhältnisse eintreten, wie bei den später §. 774 zu erwähnenden Versuchen von Gaugain.

Nach Riess [3]) ist die hohe Temperatur der Enden der Elektroden 766
und namentlich der einen derselben dadurch bedingt, dass durch die zwischen ihnen befindliche Luft die continuirliche Entladung in der Drathleitung auch noch in den der Luftschicht zunächst liegenden Metallstrecken in die discontinuirliche übergeht. Hierdurch findet dann zugleich ein Zerstäuben der einen oder anderen Elektrode statt. Je nach dem Widerstand, den die zwischen den Elektroden befindliche, mehr oder minder verdichtete Luft dem Uebergang der Elektricität darbietet, geht diese Umwandlung der Entladung erst am Ende der Elektroden oder schon in einigem Abstande von demselben vor sich.

In ähnlicher Weise geht z. B. die continuirliche Entladung zwischen zwei in Wasser befindlichen Metallkugeln durch eine sehr dünne Fettschicht auf denselben in eine discontinuirliche über, die die ganze Wassermasse in einem Funken durchbricht. Die durch die Erwärmung eines Luftthermometers gemessene Intensität des Stromes im Schliessungskreise wird dann bedeutender. Solche Uebergänge der continuirlichen in die discontinuirliche Entladung können dann auch die Zerreissung und das Schmelzen eines Drathes an einzelnen Stellen durch einen starken Schlag einer Batterie bedingen, indem die Elektricität sich in einem Querschnitt in grösserer Dichtigkeit anhäuft und zu einem folgenden Querschnitt discontinuirlich d. i. stossweise übergeht. In diesem Fall kann auch ein Theil der Entladung durch die Luft hindurchgehen, namentlich wenn dieselbe verdünnt ist; die Luft erscheint erleuchtet und der Drath bedarf einer grösseren Elektricitätsmenge zum Glühen als in gewöhnlicher Luft.

[1]) Poggendorff, l. c. — [2]) Gassiot l. c., Sinsteden, Pogg. Ann. Bd. XCVI, S. 355. 1855.* — [3]) Riess, Pogg. Ann. Bd. XCVIII, S. 585, 1856.*

Aehnliche Erscheinungen kann man auch beim Durchleiten starker galvanischer Ströme durch dünne Platindräthe wahrnehmen. Die Luft zeigt sich dann ozonhaltig und riecht namentlich an dem dem positiven Pol der Säule zugewandten Ende des Drathes stark nach Ozon [1].

767 Die zersetzende Wirkung des Inductionsfunkens ist eine doppelte. Einmal werden die von ihm durchbrochenen Stoffe an allen seinen Stellen in ihre beiden Bestandtheile zersetzt. Zweitens aber scheiden sich auch die Ionen derselben getrennt an den beiden Elektroden aus, zwischen denen der Funken überspringt.

Dies hat Perrot [2]) gezeigt, indem er aus einem Kolben Wasserdampf durch zwei Glasröhren in Wasser leitete, über welchem die entwickelten Gase in umgestülpten Glasglocken aufgefangen wurden. In die Glasröhren waren zwei mit den Enden der Inductionsrolle verbundene Platindräthe so eingeschmolzen, dass ihre Enden, zwischen denen die Funken übergingen, mit den Enden der Glasröhren zusammenfielen. Die hierbei in beiden Glasglocken aufgefangenen Gase enthielten Knallgas, ausserdem aber noch einen Ueberschuss von Sauerstoff oder Wasserstoff, je nachdem das aus dem Wasserdampf an der positiven oder negativen Elektrode gebildete Gas untersucht wurde. Das Verhältniss dieser Ueberschüsse an Sauerstoff und Wasserstoff war nahezu das der im Wasser verbundenen Gase (1 : 2), und die Menge derselben nur etwas kleiner als der Menge des Kupfers entsprach, welche in einem gleichzeitig in den Inductionskreis eingeschalteten Kupfervitriolvoltameter ausgeschieden war. — Durch eine dritte, über der Mitte der Inductionsfunken angebrachte Röhre wurde nur reines Knallgas mit dem Wasserdampf fortgeführt.

Werden in demselben Inductionskreise zwei Unterbrechungsstellen angebracht, zwischen denen Funken in Wasserdampf überschlagen, so wächst die zersetzte Wassermenge mit der Länge der Funken.

Auch eine Versuchsreihe von Grove [3]) lässt auf eine polare chemische (allotropisirende oder zersetzende) Wirkung der Funken schliessen. Er legte auf den Teller einer Luftpumpe eine versilberte Kupferplatte, befestigte ihr gegenüber eine Stahlnadel, und verband nach dem Auspumpen der Luft bis auf $^1/_2$ Zoll Quecksilberdruck die Spitze mit dem einen, die Platte mit dem andern Ende der inducirten Spirale eines Ruhmkorff'schen Apparates. War die Spitze negativ, so entstand auf der Platte ein kleiner runder, dunkler Fleck, war sie positiv, ein grosser, aber verwaschener Fleck. In einem Wasserstoffvacuum änderte sich die Platte nicht; war sie zuerst im Luftvacuum oxydirt, so wurde sie jetzt reducirt.

Enthielt der luftverdünnte Raum ein Gemenge von Wasserstoff und Sauerstoff, so bildete sich auf der Platte ein allmälig gelb, roth, blau wer-

[1]) Van der Willigen, Pogg. Ann. Bd. XCVIII, S. 511, 1856.* — [2]) Perrot, Compt. rend. T. XLVII, p. 351. 1858;* Ann. de Chim. et de Phys. T. LXI, p. 161. 1861;* Arch. Nouv. Sér. T. XI, p. 232* — [3]) Grove, Phil. Trans. 1852. pl. I, p. 87;* Pogg. Ann. Bd. XCIII. S. 417 u. 582.*

dender Fleck, wenn sie positiv war; derselbe verschwand, als sie nachher als negative Elektrode diente, und hinterliess nur einen dunklen Schein auf der Platte. — Verschiedene Verhältnisse von Sauerstoff und Wasserstoff im Gasgemisch ändern in weiteren Gränzen die Erscheinung wenig.

In einem verdünnten Gemenge von Sauerstoff mit sehr viel Stickstoff erhält man ähnliche Erscheinungen, wie mit Wasserstoff und Sauerstoff.

Die Flecke, welche auf der Silberplatte entstehen, wenn sie als positive Elektrode dient, sind durch eine Lösung von unterschweflichtsaurem Natron fortzuwaschen, so dass sie auf einer Oxydation zu beruhen scheinen, und ihre Entfernung, wenn die Platte nachher als negative Elektrode dient, einer Reduction des gebildeten Oxydes zuzuschreiben ist.

Die Oxydationsflecke sind häufig mit abwechselnd glänzenden und gefärbten Ringen umgeben, deren Bildung der der Nobili'schen Ringe analog ist. Die Farben wechseln mit den Bedingungen des Versuchs. In einem speciellen Falle folgte dem innen gelbgrünen, aussen blaugrünen Fleck ein blanker Ring, dann ein innen orange, in der Mitte karmoisinrother, aussen purpurfarbener Ring. Man erhält die Ringe am besten in einem Vacuum von 1 Vol. Sauerstoff und 5 Vol. Wasserstoff. Der bemerkenswerthe blanke Ring erscheint in dem Wasserstoff-Sauerstoffgemenge constant. Im Vacuum von Stickoxydul, Stickoxyd, Kohlensäure, Sauerstoff zeigen sich dieselben Erscheinungen wie in der Luft, mag sie als positive oder negative Elektrode dienen. — In ölbildendem Gase zeigt die Platte die Farbenringe dünner Blättchen, nachher einen pulverförmigen Niederschlag, in dem sich glänzende Punkte bildeten.

Ein in Glas bis auf seine äusserste Spitze eingeschmolzener Platindrath giebt keine Ringe, wie ein gewöhnlicher Eisen- oder Platindrath, sondern nur einen dunklen kleinen runden Fleck. Ist die Spitze des Drathes der Platte sehr nahe, so bilden sich indess Anfangs kleine Ringe. Bei langer Fortsetzung des Versuchs beschlägt das Glas an der Platinspitze mit Platin, und die Ringe treten auf, weil nun die leitende Oberfläche der Spitze vergrössert ist.

Neben der Bildung dieser Erscheinungen geht stets das bekannte Lichtphänomen an den Elektroden her. — Kupfer-, Silber-, Platindräthe statt des Eisendrathes zeigen dieselben Phänomene, nur wirkt der Platindrath etwas schwächer.

Platten von Wismuth sind ebenso gut wie Silberplatten zu verwenden. Blei oxydirt sich leichter, reducirt sich aber schwerer. Kupfer, Zinn und Zink bedürfen grösserer Luftmengen zur Oxydation und reduciren sich nach derselben nicht vollständig. Eisen bedarf viel Luft und zeigt dann einen nicht zu reducirenden Rostfleck. Platinplatten sind unwirksam.

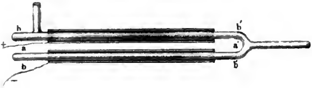
Meist ist bis jetzt nur die chemische Wirkung der Funken als Ganzes untersucht worden, wobei also ihre polar-elektrolysirende Thätigkeit an den Elektroden mit der Einwirkung auf die Körper durch ihre mittleren 768

Theile gemeinsam beobachtet wurde. Auf diese Weise vermitteln die Funken die Verbindung von Stickstoff und Wasserstoff zu Ammoniak, wohl unter Bildung noch anderer Nebenproducte [1], auch die Verbindung von schwefliger Säure und Sauerstoff zu Schwefelsäure, von Wasserstoff und Sauerstoff zu Wasser, von Stickstoff und Sauerstoff zu salpetrichter Säure. So bilden sich rothe Dämpfe der letzteren, wenn die Funken in der Luft übergehen. Bei Gegenwart von Wasser bildet sich auch nach Schönbein salpetrichtsaures Ammoniak. Kohlenelektroden geben in Wasserstoff Veranlassung zur Bildung von Kohlenwasserstoffarten [2].

Die Menge des in der Luft durch die Funken zu salpetrichter Säure verbundenen Stickstoffes und Sauerstoffes nimmt bei gleichbleibender Stromintensität mit der Länge der Funken zu. Bei Anwendung desselben Inductionsapparates und derselben ihn erregenden Säule und allmäliger Entfernung der Elektroden von einander, wobei die Länge der Funken zu-, die Stromintensität abnimmt, erhält man bei einer gewissen Funkenlänge das Maximum des chemischen Effectes [3].

Diese Wirkung der Funken auf die Luft scheint darauf zu beruhen, dass dieselben den Sauerstoff zum Theil in Ozon verwandeln kön-

Fig. 364.



nen, wie dies auch stattfindet, wenn man sie in reinem Sauerstoff überschlagen lässt. Ein sehr zweckmässiger Apparat zur Darstellung des Ozons auf diesem Wege ist von Siemens [4] angegeben worden: Zwei Glasröhren, aa' und bb', Fig. 364, sind ineinander geschoben und an ihren einen Enden mit einander verschmolzen. Die innere aa' ist bei a' zugeschmolzen. An beiden Enden sind an die äussere Glasröhre Tubuli angeblasen. Die innere Fläche der inneren und die äussere Fläche der äusseren Glasröhre werden mit Stanniolblättern belegt, und dieselben mit den Enden der Inductionsrolle eines Ruhmkorff'schen Apparates verbunden. Durch die zwischen den unbelegten Glaswänden hin- und herspringenden Funken wird das Gas ozonisirt. — Ein Gemenge von Sauerstoff und Wasserdampf scheint hierbei nach Schönbein ausser Ozon auch Wasserstoffsuperoxyd zu liefern.

769 Andere Gase werden durch die Inductionsfunken zersetzt, so z. B. Ammoniak in Stickstoff und Wasserstoff, Methylamin in nadelförmige Krystalle

[1]) Frémy und E. Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. T. XXXV. p. 82. 1852.* — [2]) Morren, Compt. rend. T. XLVIII. p. 342. 1859;* Cosmos T. XIV. p. 127* — [3]) Perrot l. c — [4]) Siemens, Pogg. Ann. Bd. CII, S. 120. 1857.*

von Cyanmethylammonium und Wasserstoff; bei längerem Durchgang setzt sich eine theerartige Substanz ab. Aehnlich verhält sich Trimethylamin und Aethylamin. — Cyan zersetzt sich durch die Funken, ebenso wie durch einen glühenden Eisendrath, vollständig in Kohle und Stickstoff, Stickoxyd und Stickoxydul in Stickstoff und Sauerstoff; welcher letztere sich mit einem Theil des Stickoxyds zu rothen Dämpfen von salpetrichter Säure verbindet, bis auch diese zersetzt werden. Kohlenoxydgas wird nicht zersetzt; ist es über Wasser aufbewahrt, so bildet sich Wasserstoff und Kohlensäure. Kohlensäure zerfällt in Kohlenoxyd und Sauerstoff, welche sich später unter Explosion wieder vereinigen. Sumpfgas zersetzt sich schwer in Kohle und Wasserstoff; ölbildendes Gas in Kohle und Wasserstoff; schweflige Säure langsam in Schwefel und wasserfreie Schwefelsäure ($2\,SO_2 = S + SO_3$); Schwefelwasserstoff ebenso in Schwefel und Wasserstoff; Phosphorwasserstoff in Phosphor und Wasserstoff; Wasserdampf in Wasserstoff und Sauerstoff. Chlorwasserstoff wird kaum zersetzt. Gemenge von schwefliger Säure und Sauerstoff geben Schwefelsäure [1]).

Ganz analoge Resultate erhält man, wenn galvanisch glühende Platin- oder Eisendräthe in die Gase gebracht werden; nur wirkt im letzten Fall noch die Verwandtschaft des Eisens mit. — Aehnliche Resultate sind auch schon früher mit den gewöhnlichen Funken der Elektrisirmaschine erhalten worden.

Als Quet [2]) in einem mit Leuchtgas gefüllten, horizontal gestellten Eudiometerrohr die Funken überschlagen liess, bemerkte er nur auf beiden Elektroden einen Absatz von Kohle, nicht aber auf den, den mittleren Theilen der Funken zunächst liegenden Stellen des Rohres. Von den Elektroden aus breitete sich der Ansatz von Kohle aus, bis sich die Kohlentheilchen in der Mitte zwischen denselben berührten. Diese Wirkung konnte indess durch das Mitreissen der Kohlentheilchen vermittelst der Funken bedingt sein.

In ähnlicher Weise wirken die Funken auch auf Flüssigkeiten. So 770
setzt z. B. Alkohol eine saure harzige Masse ab. Mit Kalilauge gemengt, entwickelt er ein Gas, welches, mit Kupferoxydulammoniak geschüttelt, eine röthliche, mit ammoniakalischer Silberlösung eine graue Substanz liefert, die beim Schlagen und Erhitzen explodirt und beim Behandeln mit Salzsäure ein mit leuchtender Flamme brennendes Gas liefert [3]).

Ebenso werden andere Flüssigkeiten, Aether, Salpetersäure, ätherische und fette Oele u. s. w., durch die Hitze der Funken zersetzt. Dieselbe Erscheinung tritt ein, wenn man die Metallelektroden einer Säule unter den Flüssigkeiten in Berührung bringt. Hier wird wahrscheinlich die Zersetzung durch das Erglühen der Berührungsstelle der Elektroden hervorgerufen, vielleicht dann auch durch Bildung eines kleinen Lichtbogens,

[1]) Buff und Hofmann, Ann. der Chem. und Pharm. Bd. CXIII, S. 129. 1860.* — [2]) Quet, Compt. rend. T. XLVI, p. 903. 1858.* — [3]) Quet l. c.

wenn dieselben nachher ein wenig von einander getrennt werden. Aehnlich verhalten sich auch hier glühende Dräthe in der Flüssigkeit.

Alle diese Erscheinungen haben mehr ein chemisches als ein physikalisches Interesse; weshalb wir sie nur kurz erwähnt haben.

771 Die Inductionsfunken können, wie die Entladungsfunken der Leydener Flasche, **mechanische Wirkungen** äussern. Wenn die Inductionsfunken durch verschiedene Körper hindurchgehen, so durchbrechen sie dieselben und schleudern ihre Masse auseinander (vgl. auch §. 732). Können nachher die Theile der Körper plötzlich wieder in den durch den Funken von Masse entleerten Raum eintreten, so erzeugt sich ein knallendes Geräusch. Beim Uebergang der Funken in der Luft hört man dasselbe, ebenso, nur noch lauter, in Flüssigkeiten. — Auch feste Körper vermögen die Funken zu durchbrechen. Setzt man z. B. zwei spitze Elektroden einander gegenüber auf die beiden Seiten einer Glasplatte, so wird dieselbe bei Verbindung der Elektroden mit den Enden der Inductionsrolle eines kräftigen Inductionsapparates durchbohrt. Mit grossen Apparaten hat man dieses Experiment sogar an 3 Centimeter dicken Glasplatten gezeigt. Dabei hört man kaum ein Geräusch, obgleich die optische Untersuchung des Glases in der Nähe der Durchbohrung deutlich eine starke Zusammendrückung desselben anzeigt [1]). — Dass durch das Discontinuirlichwerden der Entladung auch die Metalltheile der negativen Elektrode zerstäubt werden, haben wir schon §. 747 erwähnt.

Lässt man die Inductionsfunken durch Feilspäne hindurchschlagen, welche man auf eine Glasplatte gestreut hat, so hören bald die zickzackförmigen Funken zwischen denselben auf. Die Feilspäne schaaren sich namentlich an dem positiven Pol aneinander, so dass man bald keine Funken mehr zwischen ihnen überspringen sieht. Man kann dann die Feilspäne mit den Elektroden in die Höhe heben. Diese Erscheinung ist offenbar durch die Vertheilung der Elektricitäten in den Feilspänen vermittelst der an den Elektroden angehäuften Elektricitäten und durch die darauf folgende Anziehung derselben bedingt. Berühren sich die Späne dann an einzelnen Punkten, so werden sie durch die an diesen Stellen stattfindende Erhitzung bei der Entladung auch wohl ein wenig mit einander verlöthet. — Schlecht leitende Pulver, z. B. von Holzkohle, werden dagegen von den Elektroden fortgeführt, so dass namentlich um die positive Elektrode herum ein leerer Raum bleibt [2]). Findet die Entladung in Pulver von Gaskohle statt, welches auf einer 2^{ctm} breiten, 15^{ctm} langen Glasplatte ausgebreitet ist, so bilden sich transversale Streifen von Kohle, welche in einem Abstand von 2 bis 3^{mm} von einander liegen [3]) (vergl. §. 731).

Je schneller die Inductionsfunken bei gleichbleibender bewegter Elek-

[1]) Du Moncel, Recherches sur la Non Homogénéité de l'étincelle. etc. p. 28.* — [2]) Du Moncel, Compt. rend. T. XXXVII, p. 995. 1853;* Notice sur l'appareil d'induction 1855. p. 144.* — [3]) Quet und Seguin, Compt. rend. T. XLVIII, p. 338. 1859.*

tricitätsmenge verlaufen, desto stärker ist das Geräusch, welches sie in der Luft erzeugen. Eine solche Verkürzung der Dauer des Funkens findet z. B. durch Einwirkung eines Magnetes auf denselben statt (vergl. §. 720). Hierauf beruht u. a. die Beobachtung von Page [1]), dass beim Oeffnen des Schliessungskreises der Magnetisirungsspiralen eines Elektromagnetes der erscheinenden Oeffnungsfunken um so kürzer und breiter wird und mit um so grösserem Geräusch überspringt, je näher die Oeffnung an den Polen des Magnetes stattfindet. Bei den Versuchen von Page betrug die Länge des Funkens hierbei 8 Zoll; der Knall beim Oeffnen war fast der eines Pistolenschusses. — Beim Oeffnen des Stromes bildet sich zuerst in Folge des Extrastromes ein lebhafter Funken, welcher Veranlassung zur Bildung eines kleinen, eine gewisse Zeit dauernden Lichtbogens giebt, der noch eine partielle Schliessung des Stromkreises bewirkt. Wird die Oeffnung aber in der Nähe der Magnetpole hervorgebracht, so wird dieser Bogen aus seiner Lage abgelenkt und dadurch schneller zerrissen, so dass die Unterbrechung des Stromes viel schneller geschieht, als ohne Einwirkung des Magnetes. — Hierdurch wird die elektromotorische Kraft des dabei auftretenden Extrastromes verstärkt, und derselbe bewirkt die oben erwähnten Phänomene. — In ganz gleicher Weise wird auch die elektromotorische Kraft des Oeffnungsstromes in einer inducirten Spirale, z. B. eines Ruhmkorff'schen Apparates, vermehrt, wenn man die inducirende Spirale zwischen den Polen eines Magnetes öffnet, und die zwischen den Enden der ersteren erscheinenden Funken werden dadurch bedeutend kräftiger.

Dieselbe verstärkende Wirkung des Magnetes zeigt sich nach Rijke, wie zu erwarten, auch für die physiologische Wirkung des Extrastromes.

Kann sich die durch den Funken bewirkte Erschütterung der Luft 772
anderen Körpern mittheilen, so kann dadurch eine Erzeugung von Tönen verursacht werden, wie dies Poggendorff [2]) beobachtet hat.

Zwei parallel nebeneinander liegende Dräthe von je 100 Pariser Fuss Länge und 1^{mm} Durchmesser waren zu einer 5 Zoll langen Spirale von 5,5 Zoll Umfang aufgewunden. Diese Spirale wurde senkrecht aufgestellt und die nach unten gehenden Enden ihrer Leitungsdräthe so mit den Polen eines Grove'schen Elementes verknüpft, dass der Strom desselben die beiden Dräthe nebeneinander durchfloss. Ueber die Spirale wurden Röhren von verschiedenen cylindrisch zusammengebogenen Blechen geschoben. Waren die Ränder dieser Bleche entweder mit einander, wenn auch nur an einer kleinen Stelle, verlöthet, oder berührten sie einander gar nicht, so entstand bei Unterbrechung des Stromes durch einen Wagner'schen Hammer in denselben kein Ton, mit Ausnahme von eisernen Röhren. Berührten aber die Ränder einander lose, so hörte man bei Röhren von Platin,

---

[1]) Page, Sillimans Americ. Journ. 1850; Phil. Mag. [4.] T. I, p. 170. 1851;* Rijke, Pogg. Ann. Bd. LXXXIX, S. 166. 1853.* — [2]) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. XCVIII, S. 193. 1856.*

Kupfer, Neusilber, Zinn, Messing, Blei, Eisen ein trocknes, schlagendes Geräusch, welches an der Berührungsstelle der Röhrenränder gleichzeitig mit den jedesmaligen Unterbrechungen, nicht aber bei den Schliessungen des Stromes durch den Wagner'schen Hammer auftritt. Bei den elastischeren Metallen wird zugleich hierbei die ganze Masse der Röhren in Schwingungen versetzt und so die Erzeugung eines Tones bewirkt.

Mit verstärktem Aneinanderpressen der Röhrenränder nimmt die Stärke des tickenden Geräusches ab; der Ton wird dabei (z. B. bei Zinkröhren) höher. Hierbei ist es nicht die Vermehrung der Berührungspunkte, welche die Abnahme des Geräusches bedingt, denn wenn man eine Nähnadel zwischen die Ränder klemmt und sie dann mehr oder weniger stark zusammendrückt, zeigt sich das gleiche Verhalten.

Offenbar ist dieses Geräusch und diese Tonbildung durch die bei der Unterbrechung des Stromes der Spirale in dem umhüllenden Blech erzeugten Inductionsströme erzeugt, denn alle Ursachen, welche die Intensität derselben vermehren und ihre Dauer abkürzen, z. B. Einschieben von Eisendrathbündeln in die Spirale, verstärken das Geräusch; alle Ursachen, welche die Intensität der Inductionsströme vermindern und ihre Dauer vermehren, schwächen auch das Geräusch und die Tonerzeugung, so z. B. das Einschieben einer geschlossenen Metallröhre zwischen die Spirale und das umgebende Blech. Aus demselben Grunde vermindert es sich, wenn man zwei ungleich weite, für sich einzeln tönende Röhren zugleich übereinander über die Spirale schiebt, oder wenn man eine offene oder geschlossene Eisenröhre zwischen die Spirale und das tönende Blech einsetzt, da diese Röhre sich durch die Spirale, wenn auch schwach, so doch im entgegengesetzten Sinne magnetisirt, wie ein in dieselbe gestelltes Eisendrathbündel, und so bei der Induction der Spirale entgegenwirkt.

Der Grund dieses Tönens und Schlagens scheint nicht sowohl in der elektrodynamischen Abstossung der Röhrenränder, durch welche der inducirte Strom fliesst, bedingt zu sein, da diese Abstossung zu gering wäre, um dickere Röhren, wie Zinkröhren von 2 Zoll Durchmesser und $2^1/_2$ Linien Blechdicke, in Schwingungen zu versetzen; er scheint im Wesentlichen derselbe zu sein, welcher auch die Theil I, § 576 u. 577 beschriebenen Schwingungserscheinungen und Tonbildungen durch einen continuirlichen Strom hervorruft. An den Rändern der Röhre bilden sich bei dem Durchgang des Oeffnungsstromes kleine Funken, welche die Luft und auch die Ränder der Röhre ein wenig von einander pressen und so in Schwingungen versetzen. Auch mag wohl die Erwärmung der einzelnen Berührungspunkte der Bleche durch die Ströme dieselben nach Art des Trevelyan-Instrumentes bewegen, indem sich die Berührungspunkte nach jedem Inductionsstrom wieder abkühlen und zusammenziehen. Diese Schwingungen besitzen indess jedenfalls eine sehr geringe Weite; denn selbst bei 100maliger Vergrösserung konnte man mittelst eines Mikroskopes keine Bewegung der Ränder der Bleche beobachten und ebenso wenig beim Einsenken derselben in Wasser eine Wellenbewegung des letzteren wahrnehmen.

III. Abwechselnd gerichtete Ströme in unterbrochenen Inductionskreisen.

Wir haben im Vorhergehenden nur die einfachste Art der Entladung der Inductionsströme durch Luft von verschiedener Dichtigkeit betrachtet, bei welcher nur der Oeffnungsstrom durch dieselbe hindurchging. — In gewissen complicirteren Fällen wechselt indess die Richtung des Inductionsstromes. Man kann dies bei schneller Aufeinanderfolge der entgegengesetzten Ströme erkennen an der Abscheidung beider Gase an jeder Elektrode in einem in den Schliessungskreis eingefügten Voltameter und an der doppelsinnigen Ablenkung der Galvanometernadel. Beide Mittel sind indess nur so lange brauchbar, als die entgegengerichteten Ströme nicht allzu verschiedene Intensität haben. — Vollkommener kann man die doppelte Richtung an der Entladung im luftverdünnten Raum, z. B. durch eine Geissler'sche Röhre, erkennen. Bei derselben zeigt sich dann das, die negative Elektrode charakterisirende Glimmlicht an beiden Elektroden. — Lässt man ferner vor der Geissler'schen Röhre parallel ihrer Axe einen Spiegel rotiren und projicirt das Bild der Röhre auf eine matte Glasplatte, so erblickt man in derselben eine Reihe von hellen Bildern, deren jedes einer Entladung entspricht, und die abwechselnd von der einen oder anderen Elektrode ausgehen, indem dieselben abwechselnd an dem einen oder anderen Ende durch den dunklen Raum an der negativen Elektrode begrenzt sind [1]). Die Schichten sind nicht mehr gegen die eine (positive) Elektrode convex, sondern gegen beide Elektroden gleichmässig gekrümmt [2]). — Legt man ferner die Geissler'sche Röhre in axialer Richtung auf einen mit Halbankern versehenen Elektromagnet, so werden die doppelsinnigen Entladungen nach entgegengesetzten Seiten der Röhre abgelenkt, und man beobachtet in ihr zwei Lichtlinien, die sich in der Mitte der Röhre zwischen den Polen in eigenthümlicher Weise durchkreuzen [3]) (vergl. §. 779). — Leitet man endlich die Inductionsströme durch eine Magnetisirungsspirale, die eine Nähnadel enthält, und ist der letzte auf sie wirkende Strom verhältnissmässig schwach gegen den vorhergehenden entgegengerichteten, so wird beim Schlagen der Nadel in gewissen Fällen ihr Magnetismus zunehmen oder auch sich umkehren können (vgl. §. 375). — Namentlich die Beobachtung des Glimmlichtes und des magnetischen Verhaltens der Entladung sind für das Studium der alternirenden Ströme bequem. 773

Abwechselnd gerichtete Ströme bei der Entladung im luftverdünnten Raum beobachtet man, wenn die Oberfläche der Elektroden in ver- 774

1) Robinson, Phil. Mag. [4.] T. XVII, p. 269. 1859.* — 2) Paalzow, Pogg. Ann. Bd. CXII. S. 567. 1861.* — 3) Gassiot, Phil. Trans. 1858. pt. I, p. 14.

schiedener Art abgeändert wird. Eine solche Erscheinung ist von Gaugain [1]) aufgefunden worden. Er überzieht die eine kugelförmige Elektrode eines elektrischen Eies bis auf eine sehr kleine Stelle an der vorderen Seite mit einer isolirenden Schicht, z. B. von Wachs, und lässt die andere kugelförmige Elektrode unbedeckt. — Dient nun bei den Entladungen der Inductionsströme die überzogene Kugel als positive Elektrode für die Oeffnungsströme, so wächst die durch ein Galvanometer gemessene Intensität der Ströme mit wachsender Verdünnung der Luft. — Dient aber die nicht überzogene Kugel als positive Elektrode, so nimmt gleichfalls zuerst hierbei die Stromintensität zu, bei weiterer Abnahme des Luftdruckes nimmt sie aber allmälig bis zu Null ab, und endlich kehrt sich die Richtung der Ströme um. — Gaugain nennt deshalb ein so vorgerichtetes elektrisches Ei „Ventilei oder Oef sonpape“, da es bei einer gewissen Luftverdünnung die Inductionsströme nur in der Richtung von der bedeckten zur unbedeckten Kugel durchlassen soll.

Die richtige Erklärung dieser Erscheinung hat Riess [2]) gegeben, indem er zunächst die thermischen Erscheinungen des Entladungsschlages der Leydener Flasche mit derselben verglich. Er ersetzte das elektrische Ei durch einen 100^{mm} hohen und 40^{mm} weiten, beiderseits offenen Glascylinder, auf dessen eines Ende eine Messingplatte gekittet war, die im Inneren des Cylinders eine Messingröhre trug. In diese konnte man einen Drath schrauben, der in einer Messingkugel von 10^{mm} Durchmesser endete. — Das andere Ende des Glascylinders war mit einer Glasplatte bedeckt, in die in der Mitte ein $0{,}5^{mm}$ dicker Platindrath eingekittet war, welcher auf der dem inneren Raum des Cylinders zugekehrten Seite zugleich mit der Glasplatte abgeschliffen war. — Die Luft im Cylinder wurde durch einen an der Messingplatte befestigten Hahn bis auf 2 bis 3^{mm} Quecksilberdruck ausgepumpt. Es wurde nun durch den Apparat der Entladungsstrom einer Batterie von drei Leydener Flaschen geleitet und in den Schliessungskreis ein Luftthermometer eingefügt.

Ging der Strom der positiven Elektricität hierbei von der grösseren zur kleineren Elektrode, so erwärmte sich der Schliessungskreis viel mehr, als wenn der Strom die umgekehrte Richtung hatte. Bei zwei Abständen (22 und 67^{mm}) der Elektroden ergab sich z. B. das Verhältniss der Erwärmungen wie 168 : 100 und 140 : 100. Wird ein dünner langer Drath in den Schliessungskreis eingefügt, oder die Luft weniger verdünnt, so ist der Unterschied der Erwärmungen kleiner. — Das thermische Verhalten der Entladungsströme der Batterie ist gerade entgegengesetzt dem galvanometrischen Verhalten der Inductionsströme in dem beschriebenen Apparat, da die Ablenkung der Nadel des Galvanometers grösser ist, wenn die kleine Elektrode positiv ist, als im umgekehrten Fall, wo selbst die Ablenkung sich bei

[1]) Gaugain, Compt. rend. T. XL, p. 640. 1855;* Pogg. Ann. Bd. XCV. S. 168;* Compt. rend. T. XLI. p. 152. 1855.* — [2]) Riess, Pogg. Ann. Bd. XCVI. S. 177. 1855.*

einem gewissen Verhältniss der Grösse und des Abstandes der Elektroden umkehren kann.

Es ist bekannt, dass, wenn die Entladung einer Leydener Flasche zwischen zwei Körpern (z. B. einer Kugel und einer Spitze) unter Funkenerscheinung vor sich geht, dieselbe also discontinuirlich wird, der Schliessungskreis viel stärker erwärmt wird, als wenn die Entladung langsam unter der Erscheinung des Glimmlichtes stattfindet. Die letztere, glimmende Entladung wird bei einem gegebenen Abstand der Elektroden in die erstere verwandelt, wenn man die Dichtigkeit der Luft zwischen denselben vermehrt oder die Dichtigkeit der sich entladenden Elektricitäten steigert, und namentlich auch, wenn man die Grösse der negativen Elektrode vermindert. Deshalb tritt auch bei den vorliegenden Versuchen hierbei eine grössere Erwärmung des Schliessungskreises auf. Zugleich wird aber durch die discontinuirliche Entladung bei Verkleinerung der negativen Elektrode auch der ganze Luftraum zwischen den Elektroden leitender, und es geht nun ausser dem Oeffnungsstrom auch der Schliessungsstrom durch den luftverdünnten Raum. Die Einwirkungen beider Ströme auf die Galvanometernadel heben sich zum grössten Theil auf. Ist aber die kleinere Elektrode die positive, so ist dies nicht der Fall. — Schaltet man daher in beiden Fällen ein mit Jodkaliumkleister bestrichenes Papier zwischen zwei Platinspitzen in den Schliessungskreis des Inductionsstromes ein, so erscheint im ersten Fall meist unter beiden Elektroden ein Jodfleck; im zweiten Fall nur unter der als positive Elektrode dienenden Spitze. — Ebenso zeigt sich in beiden Fällen ein Unterschied in dem Lichtphänomen. Ist die kleinere Elektrode positiv, so ist dasselbe normal. Ein dunkler Raum trennt das blaue Glimmlicht an der negativen Elektrode von dem positiven röthlichen Licht. Ist die grössere Elektrode positiv, so zeigt sich kein dunkler Raum, und das röthliche positive Licht ist nicht mehr scharf begrenzt [1]).

Ein fernerer Grund für das Auftreten alternirender Ströme ist eine sehr grosse Verdünnung der Luft. Füllte Gassiot [2]) seine Röhren nach dem Vorschlage von Andrews mit Kohlensäure und brachte in dieselben ein Stück Kali, welches die Kohlensäure, namentlich beim Erhitzen, allmälig absorbirte, so zeigte sich nach einiger Zeit eine Schichtung des Lichtes, welche bald bei weiterer Absorption der Kohlensäure völlig aufhörte. Dann erschien an beiden Elektroden Glimmlicht, und ein in den Schliessungskreis eingeführtes Galvanometer zeigte keine Ablenkung. Das schwache Licht in der Röhre wurde durch die Einwirkung des Magnetes in zwei Theile getheilt. — Bei noch weiterer Absorption hörte dann die Leitung des Stromes durch die Röhre ganz auf (vergl. §. 752). 775

[1]) Vergl. auch Gaugain, Compt. rend. T. XLII, p. 17* und Riess, ibid. p. 299. 1856.* — [2]) Gassiot, Phil. Trans. 1859. p. 147.*

Nach Robinson[1]) zeigen sich die alternirenden Entladungen auch, wenn die Elektroden sehr weit von einander entfernt sind, und können dann, wie §. 773 angegeben, durch einen rotirenden Spiegel nachgewiesen werden.

Endlich erscheinen sie bei gewissen Veränderungen des Widerstandes der Schliessung der inducirten Ströme, so z. B. wenn man in den Schliessungskreis eine Geissler'sche Röhre und ausserdem eine Röhre A einschaltet, in der zwei Platindräthe vermittelst einer Stopfbüchse in verschiedenen Abständen einander gegenübergestellt werden können[2]). Pumpt man die Luft in dieser Röhre bis zu einem gewissen Punkt aus, so entstehen bei einer gewissen Entfernung der Platindräthe nur einfache, bei einer weiteren Entfernung, wenn statt einfacher Funken büschelartige Funken zwischen denselben auftreten, alternirende Ströme, durch die sich beide Elektroden der Geissler'schen Röhre mit blauem Glimmlicht überziehen.

Ist bei constanter Entfernung der Platindräthe die Luft in der evacuirten Röhre A sehr verdünnt, so sind die Ströme einfach; beim Zulassen von Luft werden sie ebenfalls beim Eintreten der büschelartigen Entladung alternirend. Statt durch Einschalten der Röhre A kann man auch durch Einschalten einer 40000^{m} langen Inductionsspirale eines grossen Ruhmkorff'schen Apparates oder eines 1^{m} langen, 3^{mm} weiten, mit Wasser gefüllten Glasrohres alternirende Ströme erhalten. Wendet man statt des Wassers eine besser leitende Lösung von 0,25 Thln. schwefelsaures Kali in 100 Thln. Wasser an, so erhält man nur einfache Ströme.

Umgekehrt bemerkt man auch bei zu grosser Verringerung des Widerstandes der Schliessung alternirende Ströme, so z. B. bei Anwendung des grossen Inductionsapparates, in dessen Schliessungskreis die Geissler'sche Röhre und das Rohr A eingeschaltet ist, wenn die Luft in letzterem sehr stark verdünnt ist. Bei Entfernen der Elektroden in A werden die Ströme wieder einfach. — Sind die Platindräthe in der Röhre A oder die Elektroden der mit Wasser gefüllten Röhre so weit von einander entfernt, dass bei Anwendung eines Inductionsapparates mit einer sehr langen Inductionsrolle gerade noch einfache Ströme auftreten, so werden sie bei Anwendung eines kleineren Inductionsapparates alternirend, indem dann auch in der Röhre A die Entladung nicht mehr in einem hellen Funken, sondern büschelförmig vor sich geht. — Ebenso erhält man alternirende Ströme, wenn man die Röhre A so angeordnet hat, dass bei Anwendung eines kleinen Inductionsapparates die Ströme einfach sind, und man denselben nun durch einen grossen Apparat ersetzt. Bemerkenswerth ist, dass man in diesen Fällen schon bei einmaliger Oeffnung des Stromkreises der inducirenden Rolle, gleichviel ob sie schnell oder langsam erfolgt, alternirende Ströme erhält; so dass jedenfalls bei geringen Widerständen dieselben nicht allein auf einem Uebergang des Schliessungsstromes mit dem Oeffnungsstrom beruhen.

---

[1]) Robinson, Phil. Mag. [4.] T. XVII, p. 269. 1859.* — [2]) Magnus, Sitzungsber der Berl. Akad. 6. Juni 1861;* Pogg. Ann. Bd. CXIV, S. 299. 1862.*

Die hier betrachteten Erscheinungen stehen den bei der Entladung eines mit statischer Elektricität geladenen Leiters, z. B. einer Leydener Flasche, zuweilen auftretenden alternirenden Entladungen nahe, deren Möglichkeit zuerst Thomson [1]) nachgewiesen hat. (Vergl. das Ende des Schlusscapitels.) Bei den Inductionsapparaten möchte indess das Stndium derselben durch die vielen Nebenumstände sehr erschwert werden, wie z. B. durch die indncirende Wirkung der einzelnen Windungen der Inductionsspirale aufeinander, die nngleich schnelle Oeffnung und Schliessung des inducirenden Kreises, die ungleiche Bindung der Elektricitäten an beiden Enden der Inductionsrolle durch die benachbarten Leiter, endlich bei Unterbrechung ihrer Schliessung dnrch eine Luftstrecke, durch die Ungleichheit der Elektricitätsmengen, welche sich vor der Durchbrechung derselben an den sie begrenzenden Elektroden unter verschiedenen Verhältnissen anhäufen n. s. w. In den zuletzt beschriebenen Fällen dürften die alternirenden Ströme auch durch eine Ladung der Elektroden der Röhre *A* bedingt sein, welche sich zum Theil rückwärts durch die übrige Leitung ansgleichen kann.

Ferner zeigen sich solche alternirende Ströme, wenn man die Enden 776
des Indnctionsdrathes mit einem Condensator, z. B. den Belegungen einer Leydener Flasche, verbindet. Es gelingt hierbei nicht, die Flasche zu laden, da die Ladungen sich gleich wieder rückwärts durch den Indnctionsdrath selbst ausgleichen. Dies geschieht sogar schon bei einmaliger Berührung der beiden Belegungen mit den Enden der Inductionsrolle, da diese Berührung stets länger dauert, als ein einzelner Inductionsstrom. Dass indess hei diesem Versuch doch eine schnell verschwindende Ladung stattfindet, beobachtet man, wenn man die Belegungen der Batterie (zwei Stanniolblätter) nur lose auf den zwischen ihnen befindlichen Isolator (eine Glasplatte) auflegt. Ein Vibriren derselben hei ihrer Verbindung mit den Enden des Indnctionsdrathes zeigt dann die abwechselnde Ladung, bei welcher die Belegungen sich anziehen, und die darauf folgende Entladung an, bei der sie wieder in ihre Rnhelage zurückkehren. Ein elektrisches Ei, welches in den Kreis der Indnctionsrolle eingeschaltet ist, zeigt in diesem Falle in Folge des ahwechselnden Hindurchganges des Ladungs- und Entladungsstromes an heiden Elektroden das hlaue Glimmlicht.

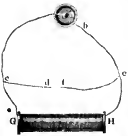
Verzweigt man den vom Rnhmkorff'schen Apparat zu den Belegungen der Batterie oder eines Condensators führenden Drath an einer Stelle in zwei parallele Zweige und schaltet, nach Gaugain (l. c.), in dieselben zwei Ventileier in entgegengesetzter Lage ein, so bedecken sich entsprechend die beiden freien Kugeln derselben mit Glimmlicht, indem dnrch das eine Ei die Batterie sich ladet, durch das andere Ei aber entladet.

Man kann diese ahwechselnde Ladung nnd Entladung der Batterie auch

[1]) Thomson, Phil. Mag. [4.] Vol. V, p. 393. 1853* Vgl. auch schon Helmholtz, Erhaltung der Kraft Bd. VII, 1847* und Pogg. Ann. Bd. LXXXIII, S. 514. 1851.*

gut zeigen, wenn man die Belegungen *a* und *b* derselben, Fig. 365, mit den Enden *G* und *H* der Inductionsrolle verbindet und von den Verbindungsdräthen zwei Dräthe *cd* und *ef* abzweigt, deren Spitzen *d* und *f* einander gegenüberstehen. Dann springen zwischen *d* und *f* starke Funken über, die um so kleiner werden, je länger *cd* und *ef* und je grösser ihr Widerstand ist, indem dann immer grössere Antheile der Ladung der Batterie durch die Inductionsrolle selbst sich ausgleichen. — Schaltet man statt der Batterie *ab* ein elektrisches Ei ein und verbindet *d* und *f* durch einen Drath von grossem Widerstand, so geht durch das Ei ein Theil des Oeffnungsstromes, durch den Drath *cdfe* der übrige Theil desselben und der Schliessungsstrom. Ein in die Zweige *ca* und *be* eingeschaltetes Galvanometer zeigt mithin nur eine einseitige, dem Oeffnungsstrom entsprechende, ein Galvanometer in *cdfe* eine schwächere, dem Schliessungsstrom entsprechende Ablenkung, ein Galvanometer in den Zweigen *Gc* und *He* die durch die wechselnde Stromesrichtung bedingte doppelsinnige Ablenkung [1]).

Fig. 365.



Die Funken, welche bei Einschaltung der Batterie *ab* zwischen *d* und *f* überspringen, sind viel heller, als die Funken bei der directen Gegenüberstellung der Elektroden der Inductionsrolle, dagegen erwärmen sie ein in sie hineingesenktes Thermometer viel weniger als letztere, auch entzündet sich in ihnen eine Wachskerze nicht, wie in jenen; offenbar weil hier ein viel grösserer Theil der entladenen Elektricitätsmenge die Luft mit leuchtender Entladung durchbricht, und die durch sie eingeleitete Entladung in der schwächer leuchtenden Hülle der Funken unbedeutender wird [2]). — Zugleich verschwindet der Temperaturunterschied an den beiden Elektroden der Unterbrechungsstelle mehr und mehr, einmal aus dem eben erwähnten Grunde, dann auch weil die Richtung der Ströme alternirt. Indess ist letztere Bedingung von dem Abstand *df* und dem Orte *c* und *e* der Ableitung der Dräthe *cd* und *ef* abhängig, da unter den verschiedenen Bedingungen zwischen *f* und *d* theils die Inductionsfunken direct, theils indirect die Entladungsfunken der Batterie überspringen können. Ist z. B. der Abstand *df* sehr klein, so springen nur directe Inductionsfunken über, welche die Elektroden ungleich erwärmen; bläst man aber kalte Luft durch die Unterbrechungsstelle, so treten die Entladungsfunken der Batterie an ihre Stelle. Wird die Luft an der Entladungsstelle verdünnt, so erhält man aus demselben Grunde Funken von den gewöhnlichen Eigenschaften der Inductionsfunken. Ist das Glas der Batterie sehr dick, wie z. B. wenn man sie aus

[1]) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. XCIV. S. 330. 1855.* — [2]) Poggendorff, Monatsber. der Berl. Akad., 7. März 1861.*

mehreren Glastafeln bildet, von denen nur die beiden äussersten auf ihrer Aussenfläche belegt sind, so gehen ebenfalls mehr und mehr gewöhnliche Inductionsfunken zwischen *f* und *d* über. — Ist die Batterie sehr gross, so entstehen gar keine Funken; sie entladet sich stets wieder durch die Inductionsrolle selbst.

Will man die Batterie dauernd laden [1]), so muss man ihre eine (z. B. 777
äussere) Belegung mit dem einen Ende der Inductionsrolle direct verbinden, oder dieselben zur Erde ableiten, und der anderen Belegung (der mit der inneren Belegung verbundenen Kugel) das andere Ende der Inductionsrolle bis auf einige Entfernung nähern. Da nur der Oeffnungsstrom in der Inductionsrolle in so kurzer Zeit sich entwickelt, dass die Spannung der Elektricitäten an den Enden derselben bedeutend genug ist, den mit Luft erfüllten Zwischenraum zwischen dem Ende der Inductionsrolle und der Kugel an der inneren Belegung der Batterie unter Funkenbildung zu durchbrechen, so ladet sich die letztere mit der Elektricität, welche jenem Ende durch den Oeffnungsstrom ertheilt wird. Ist dabei der Abstand des Endes und der Belegung zu klein, so kann sich die Batterie leicht durch die Inductionsrolle selbst wieder entladen.

Bei fortgesetzter Thätigkeit des Apparates wiederholen sich diese Entladungen, und man erhält durch dieselben hellere, aber weniger zahlreiche Funken, als wenn man die Enden der Inductionsrolle direct einander gegenübergestellt hätte. Je grösser die elektromotorische Kraft des Inductionsstromes, also bei dem gleichen Apparat die elektromotorische Kraft der ihn erregenden Säule ist, desto grösser muss die Batterie sein, um diese scheinbare Verstärkung der Wirkung hervorzubringen [2]). Bei grösserem Abstand des Endes des Inductionsdrathes von den Kugeln der Batterie finden die Entladungen durch ersteren nicht statt, da dann die Elektricitäten wohl zum Theil über die nicht belegten Stellen der Batterie selbst sich ausgleichen.

Um bedeutende Ladungen der Batterie zu erhalten, muss die Verstärkungszahl derselben möglichst gross sein, damit die Dichtigkeit der Elektricität an der dem Ende der Inductionsrolle gegenüberstehenden Kugel bei gleichen in die Batterie hineingeführten Elektricitätsmengen möglichst klein werde. Batterieen mit recht dünnem Glase sind also hierzu besonders geeignet. Koosen verwendet deshalb dünne, innen mit Amalgam belegte Glaskugeln, wie sie zu Zierrathen häufig gefertigt werden, überzieht sie aussen mit Blattgold und versieht sie innen mit einem Zuleitungsdrath.

Dass man auch Cascadenbatterien u. s. w. durch den Inductionsapparat laden kann, ist eine unmittelbare Folge dieser Ergebnisse.

Nähert man dem einen Ende der an beiden Seiten isolirten Inductionsspirale einen zur Erde abgeleiteten Drath und lässt auf diesen Fun-

---

1) Sinsteden, Pogg. Ann. Bd. XCVI, S. 353. 1855;* Koosen, Pogg. Ann. Bd. XCVII, S. 212. 1856.* — 2) Grove, Phil. Mag. [4.] T. IX, p. 1. 1855.*

ken überspringen, so ladet sich natürlich die Spirale selbst in ihrer ganzen Länge mit der Elektricität, welche das dem Ableitungsdrath entgegengesetzte Ende der Spirale durch den Oeffnungsindnctionsstrom erhalten hätte.

778 Verbindet man die Enden der Inductionsrolle mit zwei ungleich grossen Metallplatten, welche man auf beide Seiten einer einfachen Glasplatte oder mehrerer zusammengelegter Platten legt, so breiten sich von der kleineren Platte strahlenförmig kleine knisternde Funken nach allen Seiten hin aus und bilden eine Aureole von Licht [1]). — Bei gleich grossen Platten, die einander genau gegenüberstehen, bemerkt man keine Aureole, wohl aber unter ihnen eine grosse Menge kleiner Fünkchen, die zwischen ihnen nnd dem Glase circuliren. Solchen Uebergang von Funken zu der Glasplatte bemerkt man auch, wenn die Metallplatten nur in einigem Abstand von ihr parallel in solcher Entfernung von einander angebracht werden, dass ohne die Glasplatte Fnnkenentladungen zwischen ihnen nicht stattfinden. Zwischen mehreren Glasplatten, z. B. zweien, deren äussere Flächen mit Stanniolblättern belegt sind, springen hierbei beständig Funken über, durch welche ein zwischen die Platten gelegtes Jodkaliumpapier beiderseits gebräunt wird. Stellt man einer Metallplatte eine Metallspitze in solcher Entfernung gegenüber, dass bei der Verbindung beider mit den Enden der Indnctionsrolle die Spitze nur schwach leuchtet, so tritt dieses Leuchten deutlicher hervor, wenn eine Glasplatte zwischen beide geschoben wird, und verwandelt sich bei weiterer Annäherung der Spitze an die Glasplatte in einen Funkenstrom, der sich in einer, den positiven Lichtenberg'schen Figuren ähnlichen Verästelung auf dem Glase ausbreitet. Letzteres scheint also hier von den Entladungen durchdrungen zu werden.

779 Ferner erhält man alternirende Ströme in einer Geissler'schen Röhre, wenn dieselbe gewissermaassen selbst als Condensator dient. Verbindet man z. B. nur ihre eine Elektrode mit dem einen Ende der Indnctionsrolle und umgiebt sie mit einem Stanniolblatt, welches mit dem anderen Ende der Rolle oder auch, ebenso wie dieses, mit der Erde verbunden ist, so werden die Schichtungen des elektrischen Lichtes sehr complicirt, indem sich die innere Seite des Geissler'schen Rohres und das sie umgebende Stauniolblatt wie die Belegungen einer Leydener Flasche verhalten, die sich abwechselnd durch die Inductionsrolle laden und entladen. Isolirt man das Stanniolblatt und den nicht mit der einen Elektrode des Geissler'schen Rohres verbundenen Pol der Indnctionsrolle, so sind die Erscheinungen wenig deutlich [2]).

Ganz ähnliche Erscheinungen ergeben sich, wenn auf das Rohr zwei Ringe von Stanniol an zwei Stellen aufgeschoben, und diese mit den Polen der Inductionsrolle verbunden werden. Dieselben laden sich hierbei

[1]) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. XCIV, S. 322. 1855.* — [2]) Quet und Seguin, Compt. rend. T XLVII, p. 964. 1858.*

abwechselnd mit entgegengesetzten Elektricitäten. Im Inneren des Rohres wird durch Influenz die Elektricität unter jenen Stanniolblättern vertheilt, und zwischen den betreffenden Stellen circuliren abwechselnd gerichtete Ströme, welche durch den Magnet nach den entgegengesetzten Seiten des axial über seine Pole gelegten Rohres getrieben werden. Dabei liegen die beiden Hälften jedes Stromes in der Horizontalebene auf entgegengesetzten Seiten des Rohres. In der Mitte laufen die positiven Ströme in zwei getrennte Spitzen aus, die sich nach unten herabsenken, und zu denen Licht von den scheinbar continuirlich verbundenen negativen Strömen überfluthet, so dass zwischen den Spitzen und denselben ein durch einen Kreisbogen begränzter dunkler Raum liegt (Fig. 366). — Wird die Röhre in äquatorialer Lage zwischen die Magnetpole gelegt, so geht der eine Strom auf die untere, der andere auf die obere Seite des Rohres 1). — Wird die Röhre um 45° geneigt gegen die axiale Richtung dicht über die Halbanker gebracht, so trennen sich gleichfalls die Ströme. Durch die entgegengesetzte Wirkung beider Pole liegen die, jedem einzelnen dieser Ströme angehörigen Lichtlinien von der Mitte zwischen den Halbankern aus auf entgegengesetzten Seiten des Rohres und sind dann an letzterer Stelle durch eine Spirale verbunden (Fig. 366 a). — Diese Erscheinungen zeigen sich auch schon, wenn nur die eine der beiden Stanniolbelegungen mit dem einen

Fig. 366.

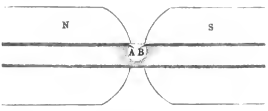
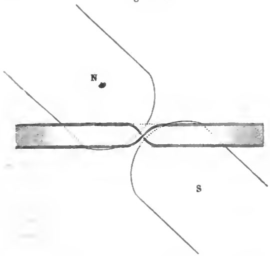


Fig. 366 a.



1) Gassiot, Phil. Trans. 1858. pt. I, p. 14.*

Ende der Inductionsspirale verbunden wird, das andere Ende derselben, wie die andere Belegung, isolirt bleibt [1]).

Bringt man in einem kurzen Geissler'schen Rohr nur eine Elektrode an, die man mit dem einen Ende der Inductionsrolle verbindet, während das andere Ende zur Erde abgeleitet ist, so zeigt sich, gleichviel mit welchem Ende der Inductionsrolle das Rohr verbunden ist, stets an der Elektrode blaues Glimmlicht, indem sich das Glas im Inneren des Rohres abwechselnd durch den Inductionsstrom ladet und durch die Inductionsrolle selbst wieder entladet [2]).

Wird ein weiteres Geissler'sches Rohr in der Mitte durch eine Scheidewand von Glas in zwei Abtheilungen getheilt, in deren Enden die Elektroden eingesetzt sind, so zeigen sich bei Verbindung der letzteren mit den Enden der Inductionsrolle gleichfalls im Rohre alternirende Ströme.

780 Endlich erhält man auch noch alternirende Ströme in den Geissler'schen Röhren, wenn man jede ihrer Elektroden mit den beiden entgegengesetzten Polen zweier Ruhmkorff'scher Apparate verbindet.

Es würde indess durchaus ungerechtfertigt erscheinen, aus diesen und ähnlichen Versuchen zu schliessen, dass zwei entgegengesetzt gerichtete Ströme, ohne zu interferiren, gleichzeitig das Rohr durchströmen können [3]). — Wenn man auch bei einer ähnlichen Anordnung leuchtende Entladungen wahrnimmt und in einem in den Stromkreis eingeschalteten Voltameter Wasserzersetzung beobachtet, während doch die Inductionsströme beider Apparate sich aufheben sollten, so ist der Grund hiervon nur darin zu suchen, dass die entgegengesetzten Ströme beider Apparate doch nicht ganz gleichzeitig den Schliessungskreis durchfliessen, sondern abwechseln. Denn selbst wenn die inducirenden Spiralen beider Apparate hintereinander entgegengesetzt verbunden werden, und die Unterbrechungen des durch sie hindurchgeleiteten Stromes durch einen einzigen Interruptor geschehen, so kann immer noch die Zeit zum Entstehen und Vergehen des Magnetismus in den Eisenkernen beider Apparate verschieden sein [4]). Schiebt man auf ein einziges längeres Eisendrathbündel zwei gleiche Inductionsspiralen, welche man entgegengesetzt verbindet, so erhält man beim Magnetisiren des Drathbündels kaum physiologische Wirkungen und auch keine Funken an den nicht verbundenen Enden der Spiralen. Namentlich zeigt sich dies, wenn man die Spiralen so angeordnet hat, dass bei ihrer entgegengesetzten Verbindung die freien Enden von beiden ihre äusseren Drathenden sind [5]).

---

[1]) Plücker, Pogg. Ann. Bd. CVII, S. 81. 1859.* — [2]) Magnus l. c. — [3]) Masson, Compt. rend. T. XXXVI, p. 255. 1853.* — [4]) Gangain, Compt. rend. T. XL, p. 858. 1855;* vergl. auch Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. XCV, S. 166. 1855.* — [5]) Die wichtigen Untersuchungen von Feddersen und Paalzow über die abwechselnd gerichteten und oscillatorischen Entladungen der Leydener Flasche, welche mit den oben angeführten, complicirteren Erscheinungen am Inductionsapparat in nahem Zusammenhange stehen, liegen ausser dem Bereiche dieses Werkes.

SCHLUSSCAPITEL.

ABSOLUTES MAASS DER CONSTANTEN, ARBEITSLEISTUNGEN, URSACHE DER ENTSTEHUNG UND VORGÄNGE BEI DER BILDUNG DES STROMES.

Erstes Capitel.

Zurückführung der Constanten des Stromes auf absolutes Maass.

Das Ohm'sche Gesetz giebt die Beziehung zwischen der Intensität I 781
eines galvanischen Stromes, der ihn erregenden elektromotorischen Kraft E und dem Widerstand W seines Schliessungskreises

$$I = \frac{E}{W}.$$

Wir können das Grundmaass zweier dieser drei Grössen beliebig wählen; dann ist das Grundmaass der dritten Grösse dadurch unmittelbar gegeben, wenn wir noch feststellen, dass die Intensität desjenigen Stromes gleich Eins ist, dessen elektromotorische Kraft und Widerstand gleich Eins sind.

Wir können nun die verschiedenen Wirkungen des Stromes zur Feststellung der Einheiten der elektromotorischen Kraft und Intensität benutzen, aus diesen die Einheit des Widerstandes ableiten und mit den so gefundenen Einheiten die willkürlichen Maasseinheiten vergleichen, welche wir bisher angewendet haben.

Wir haben §. 220 u. flgde. angeführt, wie die durch elektromagnetische 782
Apparate gemessenen Intensitäten der galvanischen Ströme auf ein gemeinsames elektromagnetisches Maass reducirt werden können. Als elektromagnetische Einheit der Intensität haben wir in §. 220 nach diesem Maass die Intensität des Stromes bezeichnet, welcher, um die Flächeneinheit kreisend, auf einen Magnetpol so wirkt, wie ein unendlich kleiner Magnet vom Moment Eins.

Das absolute Maass der elektromotorischen Kraft können wir ebenfalls aus den Inductionswirkungen von Magneten auf einen Leiter ableiten und erhalten so ein elektromagnetisches Maass derselben. Die

elektromagnetische Einheit der elektromotorischen Kräfte ist dann diejenige, welche von der Einheit der magnetischen Kräfte in einem geschlossenen Kreise inducirt wird, wenn derselbe sich so dreht, dass seine Projection auf eine gegen die Richtung der magnetischen Kräfte verticale Ebene sich in der Zeiteinheit um die Flächeneinheit verändert.

Als elektromagnetische Einheit des Widerstandes würden wir endlich den Widerstand eines Schliessungskreises hinstellen, in welchem die definirte Einheit der elektromotorischen Kraft einen Strom erzeugt, dessen Intensität in elektromagnetischem Maass ebenfalls gleich Eins ist [1]).

Es ist ersichtlich, dass diese Definitionen zugleich die Bestimmung in sich schliessen, dass die Inductionsconstante gleich Eins ist. In der That können wir für dieselbe, wie wir schon §. 628 erwähnt haben, je nach der Bestimmung des Maasses der Constanten des Stromes verschiedene Werthe annehmen.

Nach den Angaben des §. 222 hat es keine Schwierigkeit, vermittelst der Tangentenboussole die Intensität eines Stromes in absolutem elektromagnetischem Maasse zu bestimmen. Besitzen wir daher irgend einen Drath, dessen Widerstand gleichfalls in elektromagnetischem Maasse gemessen ist, so kann man nach den Thl. I, §. 88 u. flgde. angegebenen Methoden die verschiedenen, in einem einfachen, einen beliebigen Elektromotor enthaltenden Schliessungskreis eingefügten Widerstände mit diesem vergleichen, und dann durch Division der Intensität des Stromes durch den gesammten Widerstand auch die elektromotorische Kraft des Elektromotors in absolutem elektromagnetischen Maasse bestimmen.

Zu diesem Zweck hat Weber (l. c.) den absoluten elektromagnetischen Widerstand einiger Dräthe möglichst genau gemessen. Er bediente sich dazu namentlich zweier Methoden.

783 Auf einen sechseckigen Rahmen wurde ein Drath von etwa 16553 Grm. Gewicht gewickelt, der in 145 Umwindungen einen Flächenraum von 104924000 $\square^{mm}$ umschloss. Dieser Rahmen wurde auf ein Gestell vermittelst zweier in der Verticallinie befindlicher Zapfen aufgelegt, so dass er sich um die Zapfen drehen konnte. Der eine derselben war durchbohrt, und durch ihn wurden die Enden der Drathwindungen mit einem Multiplicator verbunden. Derselbe bestand aus einer cylindrischen hölzernen Rolle von $303{,}51^{mm}$ äusserem Halbmesser, auf welche 28 Lagen von übersponnenem Drath von je 66 bis 68 (zusammen 1854) Windungen gewickelt waren. Der auf der Richtung der Windungen verticale rechteckige Querschnitt derselben war $70{,}9^{mm}$ breit und 202^{mm} lang.

In dem Multiplicator, dessen Ebene mit der des Meridianes zusammenfiel, schwebte an Coconfäden ein Messingbügel, der einen cylindrischen Stahlmagnet von 60^{mm} Länge und $6{,}2^{mm}$ Durchmesser trug. Seine Schwingungen wurden durch einen an ihm befestigten Spiegel mittelst der Spie-

[1]) Weber, Elektrodynamische Maassbestimmungen Theil II.*

gelablesnng bestimmt, und dabei seine Schwingungsdauer durch angehängte Messinggewichte vermehrt.

Die Messnngen geschahen mittelst der sogenannten Znrückwerfungsmethode[1]). Der Rahmen wurde so gestellt, dass seine Ebene mit dem magnetischen Meridian zusammenfiel, nnd dann nm 90° gedreht, und die erste nach einer halben Schwingung erfolgende positive Elongation (I) des Magnetes im Mnltiplicator, so wie die nach $1^1/_2$ Schwingungen erfolgende negative Elongation (II) beobachtet. Als nun die Nadel beim Rückgang (nach 2 Schwingungen) durch die Nulllage passirte, wurde der Inductorrahmen nm 180° rückwärts gedreht. Dadurch erhielt die Nadel einen ihrer Bewegnng entgegengesetzt gerichteten Stoss und ging auf die negative Seite. Wiederum wurde die darauf folgende erste negative (III) nnd positive (IV) Elongation beobachtet, nnd nun beim Rückgang der Nadel anf Null durch eine Vorwärtsdrehung des Inductors die Nadel wieder auf die positive Seite geworfen n. s. f. Es wurde nnn die Grösse der jedesmaligen Schwingungsbogen zwischen den positiven und negativen Elongationen nach jedem Inductionsstoss bestimmt.

Es correspondiren hier untereinander die Beobachtungen I, V, IX, sowie II, VI, X, oder III, VII, XI, und IV, VIII, XII vollständig. Die Mittelwerthe jeder dieser Reihen werden bald constant.

Sind die Differenzen der Beobachtungswerthe der ersten und dritten Reihe gleich β, die der zweiten und vierten α, so ist das logarithmische Decrement

$$\lambda = log\,nat\,\frac{\alpha}{\beta},$$

und die Geschwindigkeit, welche die Nadel dnrch jeden momentanen Stoss (ansser dem ersten) erhält, welche also der Intensität desselben entspricht:

$$c = \frac{\pi}{2\,T}\,\frac{\alpha^2 + \beta^2}{\sqrt{\alpha\beta}}\,e^{-\frac{\lambda}{\pi}\,arc\,tg\,\frac{\lambda}{\pi}}$$

wo T die Schwingungsdauer der Nadel ist.

Ist die Dämpfung klein, so sind α und β wenig von einander verschieden, und es ist mit immer geringerer Genauigkeit[2]).

$$c = \frac{\pi}{2\,T}\,\frac{\alpha^2 + \beta^2}{\sqrt{\alpha\beta}} \text{ oder } c = \frac{\pi}{2\,T}\,(\alpha + \beta) \quad \ldots\ldots\ldots (1)$$

Schwebt die Nadel in der Mitte eines Multiplicatorrahmens von pa-

---

[1]) Vgl. Resultate des magnetischen Vereins 1838, S. 98.*

[2]) Rechnet man die Zeit der Schwingungen der Nadel von ihrer Ruhelage ($x = 0$) an, so ist der Stand der Nadel zur Zeit t gegeben durch die Formel (§. 170, 9):

$$x = A\,e^{-\frac{\lambda}{T}\,t}\,sin\,\frac{\pi}{T}t \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (1)$$

Da für die erste positive und negative Elongation $\frac{dx}{dt} = 0$ ist, so treffen diese Elongationen ein in den Zeiten

rallelepipedischem Querschnitt und mit n kreisförmigen Drathwindungen, deren jede wie eine Windung vom Radius r auf die Nadel wirkt, so ist das durch einen Strom von der absoluten Intensität i derselben ertheilte Drehungsmoment $\varDelta = \frac{2n\pi}{r}\, i M$, wo M das magnetische Moment der Nadel ist[1]). Bezeichnet man ferner mit K das Trägheitsmoment der-

---

$t^{I} = \frac{T}{\pi} \operatorname{arc\,tg} \frac{\pi}{\lambda}$ und $t^{II} = T + \frac{T}{\pi} \operatorname{arc\,tg} \frac{\pi}{\lambda}$ ein (vergl. §. 170, 12).

Setzt man diese Werthe für t in Gleichung (1) ein, so sind die ersten beiden Elongationen (vergl. §. 185).

$$x^{I} = + \frac{A\pi e^{-\frac{\lambda}{\pi} \operatorname{arc\,tg} \frac{\pi}{\lambda}}}{\sqrt{\pi^2 + \lambda^2}}; \quad x^{II} = - \frac{A\pi e^{-\frac{\lambda}{\pi} \operatorname{arc\,tg} \left(\frac{\pi}{\lambda}\right) - \lambda}}{\sqrt{\pi^2 + \lambda^2}} \quad . . . (2)$$

Nach der Zeit $2\,T$, wenn die Nadel in der Ruhelage angekommen ist, hat sie die Geschwindigkeit $\frac{dx}{dt} = \frac{\pi}{T} A e^{-2\lambda}$. Hierzu erhält sie durch den Inductionsstoss die Geschwindigkeit $-\,c$. Während der folgenden zwei Schwingungen ist daher

$$x = \left(A e^{-2\lambda} - \frac{T}{\pi} c\right) e^{-\frac{\lambda}{T}(t - 2T)} \sin \frac{\pi}{T} t. \quad . . . . . . (3)$$

Berechnet man wieder die beiden folgenden Elongationen wie oben, so werden diese

$$x^{III} = \frac{A e^{-2\lambda} - \frac{T}{\pi} c}{A} x^{I}; \qquad x^{IV} = \frac{A e^{-2\lambda} - \frac{T}{\pi} c}{A} x^{II} \quad . . . (4)$$

Zur Zeit $t = 4\,T$ erhält die Nadel wieder einen Stoss $+\,c$, so dass sie dadurch die frühere Geschwindigkeit annimmt, welche für $t = 0$ gleich $\frac{\pi}{T} A$ war. Berechnet man die Geschwindigkeit für $t = 4\,T$ aus der Gleichung (3) und addirt c, so findet man, wenn man das Resultat jenem Werth gleich setzt, $c = \frac{\pi}{T} A \left(1 + e^{-2\lambda}\right)$ d. i. beim Einsetzen in (4) $x^{III} = -\,x^{I}$ und $x^{IV} = -\,x^{II}$. Bildet man nun die Ausdrücke $\alpha = x^{I} - x^{III} = 2\,x^{I}$ und $\beta = x^{IV} - x^{II} = -\,2\,x^{II}$ nach den Gleichungen (2), so erhält man unter Berücksichtigung der Gleichung $\frac{\pi^2}{T^2} = \frac{\pi}{T_0^2} - \frac{\lambda^2}{T^2}$ (§. 169. 7.), wo T_0 die Schwingungsdauer der Nadel ohne Dämpfung ist, die Werthe im Text.

1. Nach §. 147 (S. 165. Z. 1) ist das Drehungsmoment, welches eine lineare kreisförmige, vom Strom i durchflossene Windung des Multiplicators, deren Radius b ist, auf die Nadel denselben ausübt, deren Mittelpunkt von der Ebene der Windung um die Länge e absteht, deren Länge $2\,l$ ist, wenn die Ablenkung α der Nadel aus ihrer der Ebene der Windung parallelen Ruhelage klein ist, also $5 \sin^2 \alpha$ gegen 1 zu vernachlässigen und $\cos \alpha = 1$ zu setzen ist:

$$D = \frac{4\,\pi i \mu b^2 l}{(e^2 + b^2)^{3/2}} \left(1 + l^2 \frac{3\,(b^2 - 4\,e^2)}{4\,(e^2 + b^2)^2}\right)$$

Liegt die Nadel in der Mitte der Windungen des Multiplicators, welche sich auf beiden Seiten derselben bis zu den Oeffnungen auf die Länge $\pm\, e_0$ von ihr erstrecken und einen Ring von rechteckigem Querschnitt bilden, dessen innerer und äusserer Radius b_0 und b^{I} ist, so erhält man das Drehungsmoment $\varDelta$, welches alle Windungen auf die Nadel ausüben, durch Integration von D innerhalb der Grenzen $\pm\, e_0$ für e und b_0 und b_1 für b.

selben, so ist die ihr durch den Inductionsstoss von der Intensität i ertheilte Geschwindigkeit

$$c = \frac{\Delta}{K}, \text{ also } i = \frac{cKr}{2n\pi M} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

In dieser Formel kann man noch den Werth K eliminiren. Ist die horizontale Componente des Erdmagnetismus P, also die durch dieselbe auf die Nadel ausgeübte Directionskraft MP, ist ferner die durch die Torsion des sie tragenden Fadens auf sie wirkende Directionskraft ϑMP, die Schwingungsdauer der Nadel T, so ist nach §. 156, 1 und §. 167. $(1+\vartheta)\, MP \cdot T^2 = \pi^2 K$. Wird in die Formel (2) aus Gleichung (1) der Werth c eingeführt, und dann K mittelst der letzten Gleichung eliminirt, so ist

$$i = \frac{(1+\vartheta)\, Pr\, T}{2n\pi^2}(\alpha + \beta) \cdot$$

Durch experimentelle Bestimmung der Grössen $\alpha+\beta, P, T, \vartheta$ und Berechnung von r aus den Dimensionen des Multiplicators konnte aus dieser Formel die Intensität des durch Drehung des Inductors erzeugten Stromes in absolutem Maasse bestimmt werden.

Ist der von den Windungen des Inductors umschriebene Flächenraum F, die horizontale Componente an dem Ort der Aufstellung desselben P_I, so ist die bei seiner Drehung um 180° erzeugte elektromotorische Kraft in absolutem elektromagnetischem Maass gleich $E = 2\,P_I\,F$; also der Widerstand des Schliessungskreises in absolutem elektromagnetischem Maass

$$W = \frac{E}{i} = \frac{4n\pi^2 F P_I}{(\alpha+\beta)(1+\vartheta)\, r\, TP}.$$

Nach dieser Formel fand z. B. Weber den absoluten Widerstand seines Schliessungskreises $2166{,}10^8 \frac{\text{Millimeter}}{\text{Secunden}}$. — Würde eine andere Längeneinheit, die νmal so gross wäre, als das dem absoluten Maass des Erdmagnetismus zu Grunde gelegte Millimeter, und eine Zeiteinheit für die Messungen gewählt, welche τmal so gross wäre, als die Secunde, so

Wird der Werth Δ mit dem Querschnitt des Drathringes $2\,(b_1 - b_0)\, e_0$ dividirt, so erhält man das mittlere Drehungsmoment, welches eine Windung ausübt, und wird dies mit der Zahl n der Windungen multiplicirt, so erhält man wiederum das Drehungsmoment Δ. Setzt man noch das Moment der Nadel $2\mu l = M$, so ist

$$\Delta = 2n\pi i M \left\{ \frac{1}{b_I - b_0} \left[log \frac{b_1 + \sqrt{b_1^2 + e_0^2}}{b_0 + \sqrt{b_0^2 + e_0^2}} + \frac{1}{4}\left(\frac{b_1^3}{(b_1^2+e_0^2)^{3/2}} - \frac{b_0^3}{(b_0^2+e_0^2)^{3/2}} \right) \frac{l^2}{e_0^2} \right] \right\}.$$

Bezeichnet man den in den Klammern stehenden Ausdruck mit $\frac{1}{r}$ so ist

$$\Delta = \frac{2n\pi}{r}\, iM.$$

Der Strom im ganzen Multiplicatorrahmen wirkt also, wie wenn er $n$mal eine einzige Windung desselben vom Radius r durchflösse, in deren Ebene der Mittelpunkt der Nadel läge, deren Länge überdies gegen den Radius der Windungen klein wäre. r ist dann der reducirte Radius des Multiplicators.

Aus der Vergleichung der Formel für Δ mit den Formeln des §. 222 ergiebt sich ohne Weiteres, dass die Intensität i in derselben in absolutem elektromagnetischem Maass gemessen ist, wenn dasselbe für M gilt.

würden an Stelle von $\frac{F}{r}$ nnd T in die Formel für W resp. v und τmal kleinere Werthe treten. Der in dem neuen Maass gemessene Widerstand wäre also $W = W\frac{\tau}{v}$.

784 Bei einer zweiten Versuchsreihe bestimmte Weber nur das Decrement der Schwingungen der Magnetnadel des bei den vorigen Versnchen verwendeten Multiplicators, einmal während er offen, dann während sein Drath in sich geschlossen war. — Nach §. 783 Anm. ist das Drehungsmoment, welches der Multiplicator auf die in ihm schwingende Nadel ausübt, wenn durch ihn ein Strom von der Intensität Eins fliesst, unter Beibehaltung der dortigen Bezeichnnngen $\varDelta = \frac{2n\pi}{r}M$, wo also der Multiplicator durch n Windungen vom Radius r ersetzt ist. Bezeichnen wir die Länge des Magnetes mit $2l$, sein Fluidum an den Polen mit $\pm m$, so ist die von jedem Pol desselben auf den Multiplicator ausgeübte, auf der Ebene der Windungen verticale Kraft gleich $\frac{\varDelta}{2l} = \frac{2n\pi}{r}m$. Wird nun der Magnet in sehr kleine Schwingungen versetzt, so dass sich während derselben jene Kraft nicht ändert, und der Multiplicator in sich geschlossen, so inducirt hierbei jeder Magnetpol in demselben die gleiche elektromotorische Kraft, wie wenn der Magnet ruhte, der Multiplicator aber mit der entgegengesetzten Geschwindigkeit sich gegen den Magnetpol hinbewegte. Ist die Drehungsgeschwindigkeit Eins, also die Geschwindigkeit der Magnetpole l, so ist dann die durch die Bewegung beider Pole inducirte elektromotorische Kraft $E = 2.\frac{2n\pi}{r}m.l = \frac{2n\pi M}{r}$.

Ist die Intensität des durch diese elektromotorische Kraft erzeugten Stromes im Multiplicator in absolutem elektromagnetischem Maasse gleich i, also die Intensität des Stromes bei der Drehungsgeschwindigkeit $\frac{d\varphi}{dt}$ gleich $i\frac{d\varphi}{dt}$, so ist wiederum das von demselben auf die Nadel ausgeübte Drehungsmoment gleich $-\frac{2n\pi M}{r}i\frac{d\varphi}{dt}$. Das von dem Erdmagnetismus P und der Elasticität des die Nadel tragenden Fadens auf sie ausgeübte Drehungsmoment ist $-MP(1+\vartheta)\varphi$. Ist also K das Trägheitsmoment der Nadel, so ist die Bewegung derselben bestimmt durch die Gleichnng:

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + (1+\vartheta)\frac{MP}{K}\varphi + \frac{2n\pi}{r}\frac{Mi}{K}\frac{d\varphi}{dt} = 0,$$

also $\varphi = Ae^{-\frac{n\pi Mi}{Kr}t}\sin t\sqrt{(1+\vartheta)\frac{MP}{K} - \left(\frac{n\pi Mi}{Kr}\right)^2}$ ..... (1)

Ist t_1 die Dauer der Schwingungen der Nadel, λ ihr logarithmisches Decrement, so folgt

$$t_1 = \pi\left[(1+\vartheta)\frac{MP}{K} - \left(\frac{n\pi Mi}{Kr}\right)^2\right]^{-\frac{1}{2}} \text{ und } \lambda = \frac{n\pi Mit_1}{Kr} \quad . \quad (2)$$

(vergl. §. 169), also $\quad i = \dfrac{Kr}{n\pi Mt_1}\,\lambda.$

Der Widerstand des Multiplicators in absolutem elektromagnetischem Maasse ergiebt sich daher

$$W = \frac{E}{i} = \left(\frac{n\pi M}{r}\right)^2 \frac{2t_1}{K\lambda} \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (3)$$

Entwickelt man aus den Gleichungen (2) den Werth

$$\frac{1}{K} = \frac{1}{MP}\cdot\frac{\pi^2+\lambda^2}{(1+\vartheta)t_1^2},$$

und setzt ihn in W ein, so erhält man

$$W = \frac{2n^2\pi^2M}{Pr^2}\cdot\frac{\pi^2+\lambda^2}{(1+\vartheta)\lambda t_1},$$

in welcher Formel sich alle Werthe bestimmen lassen. So fand Weber z. B. den Widerstand seines Multiplicators bei zwei Versuchsreihen, bei denen als Magnet einmal ein längerer Magnetstab und sodann ein kleiner, sehr starker natürlicher Magnet diente, gleich 1899 . $10^8 \dfrac{\text{Millimeter}}{\text{Secunden.}}$

Ein ganz ähnlicher Werth (1903 . 10^8) ergab sich, als durch die im folgenden Paragraphen zu beschreibende Methode die Widerstände des §. 783 beschriebenen Erdinductors und Multiplicators mit einander verglichen wurden, und dann das Resultat mit dem der ersten Beobachtungsreihe combinirt wurde.

Nachdem auf diese Weise der Widerstand w_a des Multiplicatordrathes a in absolutem elektromagnetischem Maass bestimmt ist, kann derselbe als Widerstandsetalon benutzt werden, oder es können auch mit demselben die Widerstände w_b anderer Dräthe b von beliebigen Dimensionen verglichen werden, welche als Widerstandsetalons dienen sollen. Diese Vergleichung führt Weber aus, indem er durch ein Galvanometer (vgl. §. 181, Fig. 133) nach dem Princip der Zurückwerfungsmethode Inductionsströme leitete, welche durch einen Inductor (§. 703, Fig. 313) erzeugt waren, und nun zwischen die Verbindungsstellen des Inductors und Galvanometers die zu vergleichenden Dräthe erst einzeln (A und B), sodann (C und D) neben- und hintereinander einschaltete. Bezeichnen obige Buchstaben die jedesmal beobachteten Stromintensitäten, so ergiebt sich nach der Formel für die Stromverzweigung: 785

$$\frac{w_b}{w_a} = \frac{AB-AC}{AB-BC}, \quad \frac{w_b^2}{w_a^2} = \frac{AB-BD}{AB-AD}.$$

Diese Formeln ändern sich nicht, wenn in dem Galvanometer bei den Schwingungen seiner Nadel Inductionsströme entstehen.

786 Mit den elektromagnetischen Maassen der Constanten des Stromes müssen die übrigen empirischen Einheiten derselben verglichen werden. Wir betrachten zuerst die empirischen Einheiten des Widerstandes.

Als empirische Einheit des Widerstandes hatte man früher den Widerstand von Kupfer- oder besser von Silberdräthen von bestimmten Dimensionen (vgl. Thl. I, §. 86) aufgestellt. Derselbe ändert sich indess bedeutend je nach den Cohäsionszuständen des Metalles, so dass man selbst mit grosser Vorsicht kaum mit Sicherheit ohne Vergleich mit einem bestimmten Normaldrath dieselbe Einheit wieder herstellen konnte. — Um diesen Unannehmlichkeiten zu entgehen, hat Jacobi[1]) an verschiedene Physiker einen Widerstandsetalon geschickt, welcher als empirische Einheit dienen sollte. Derselbe besteht aus einem Kupferdrath von 22,4932^{gr} Gewicht, 7,61975^{m} Länge und 0,667^{mm} Durchmesser. Von diesem sind von Leyser in Leipzig Copieen genommen und versendet worden.

Den Widerstand dieses Etalons in absolutem elektromagnetischem Maasse hat W. Weber in der §. 785 angeführten Weise mit dem einiger anderer vorher untersuchter Dräthe verglichen. Er findet denselben gleich

$$598 \cdot 10^7 \frac{\text{Millimeter}}{\text{Secunden.}}$$

Die verschiedenen Copieen des Jacobi'schen Etalons zeigen grosse Abweichungen von den ihnen zugeschriebenen Widerständen, was zum Theil durch die Veränderungen bedingt sein mag, welche dieselben nach wiederholtem Durchleiten des Stromes erfahren, zum Theil dadurch, dass die Vergleichungen nicht bei den gleichen Temperaturen angestellt wurden, und bei den verschiedenen, zu den Etalons und Copieen verwendeten Kupfersorten die Widerstände mit der Temperatur sich nicht gleichmässig ändern.

787 Als eine leichter wieder herzustellende, empirische Widerstandseinheit haben wir schon Thl. I, §. 68 den Widerstand einer Quecksilbersäule von bestimmten Dimensionen vorgeschlagen. Inzwischen haben auch Jacobi und namentlich Siemens diese Einheit eingeführt.

Siemens[2]) wählt den Widerstand einer Quecksilbersäule von 1 Meter Länge und 1 Quadratmillimeter Querschnitt bei 0° C. als Einheit. Der grosse Vorzug dieses Widerstandsmaasses ist seine geringe Veränderlichkeit bei höheren Temperaturen. Nach Siemens' Untersuchungen, bei denen er den Widerstand eines auf verschiedene Temperaturen erwärmten und mit Quecksilber gefüllten Schlangenrohres mit Hülfe der Wheatstone-schen Drathcombination mit dem einer geraden, mit Quecksilber gefüllten und auf 0° erhaltenen Röhre verglich, ändert sich der Widerstand von 0° bis 47°, nur im Verhältniss von $1 : 1 + 0{,}000985\, t$, wo t die Temperatur des Quecksilbers über 0° C. ist. Es ist nöthig, das Quecksilber vor dem

[1]) Jacobi, Compt. rend. T. XXXIII, p. 277. 1851.* — [2]) Siemens, Pogg. Ann. Bd. CX, S. 1. 1860;* Bd. CXIII, S. 91. 1861.*

Gebrauch längere Zeit unter concentrirter Schwefelsäure bei Zusatz von einigen Tropfen Salpetersäure zu erwärmen; dann weicht der Widerstand desselben von dem des chemisch reinen Quecksilbers kaum ab. — Zur Darstellung von Widerstandsetalons füllt man das Quecksilber in gerade Glasröhren, welche entweder möglichst calibrisch sind, oder sich nach einer Seite verjüngen. Der Widerstand W des Quecksilbers in denselben berechnet sich nach den Angaben des §. 77 Thl. I, wenn man durch Bestimmung der Länge eines Quecksilbertropfens an beiden Enden des Rohres das Verhältniss a seiner Querschnitte daselbst, ferner durch Wägen des in ihm enthaltenen Quecksilbers seinen Rauminhalt V und endlich seine Länge l bestimmt hat. Es ist

$$W = \frac{l^2}{3V}\left(1 + \sqrt{a} + \frac{1}{\sqrt{a}}\right).$$

Man würde zweckmässig zwei verschieden lange, mit Quecksilber gefüllte Röhren zwischen zwei weiteren, mit Quecksilber gefüllten Gefässen einfügen, in diese amalgamirte Kupferelektroden einsetzen und nun die Differenz der Widerstände nehmen. Diese entspricht dann dem durch Berechnung zu findenden Unterschied des Widerstandes der beiden Quecksilbersäulen, mit dem man den Widerstand jeder einzelnen Quecksilbersäule direct vergleichen kann. — Da bei längerem Gebrauch leicht Kupfer von den Elektroden das Quecksilber verunreinigt, und sich dadurch sein Widerstand verringert, bei Anwendung von Platin- und Eisenelektroden aber nicht stets ein regelmässiger Contact hergestellt ist, so stellt man sich zweckmässig Widerstandsetalons aus Neusilberdrath her, deren Widerstand man mit dem der einen oder anderen Quecksilbersäule vergleicht. Der Widerstand dieser Etalons ändert sich ebenfalls mit der Temperaturerhöhung nur sehr wenig (bei einem Etalon von Siemens, dessen Widerstand in dem neuen Maasse 3,22 betrug, bei Erwärmung um 1° C. nur um 0,000272).

Berechnet man nach der von Siemens angestellten Vergleichung des Widerstandes von sechs verschiedenen, mit Quecksilber gefüllten Röhren mit dem Jacobi'schen Widerstandsetalon mittelst der Wheatstone'schen Drathcombination den Widerstand einer Quecksilbersäule von 1 Quadratmillimeter Querschnitt und 1^m Länge, so ist derselbe im Mittel gleich 1,512 Jacobi'schen Einheiten, also in absolutem elektromagnetischem Maass gleich $904 \,.\, 10^7 \frac{\text{Millimeter}}{\text{Secunden}}$. Indess ist diese Angabe ungenau, da die verschiedenen, von Jacobi's Etalon abgenommenen Copieen nicht völlig gleich sind.

Matthiessen[1]) empfiehlt einen hart gezogenen Drath von 1^m Länge 788
und 1^{mm} Dicke bei 0° C. aus einer Legirung von 2 Gewichtstheilen Gold und 1 Gewichtstheil Silber als Grundmaass der Widerstände zu wählen. Die Legirung soll dreimal unter Borax und Salpeter geschmolzen werden und

[1]) Matthiessen, Pogg. Ann. Bd. CXII. S. 353. 1861.

dann zu einem harten Drath von $0,5^{mm}$ Durchmesser ausgezogen werden. Die Legirung zieht sich sehr gut, die verschiedenen Dräthe zeigen sehr nahe gleiche specifische Widerstände, und dieselben ändern sich bei einer Aenderung des Gold- oder Silbergehaltes um 1 bis 2 Proc. kaum. Die Leitungsfähigkeit vermindert sich beim Weichmachen der Dräthe auch nur um 0,3 Proc. und nimmt mit der Temperaturerhöhung um t^0 C. (von 0^0 an), bei der weichen Legirung nach der Formel:

$$100{,}3 - 0{,}07226\, t + 0{,}0000496\, t^2$$

bei der harten nach der Formel:

$$100 - 0{,}06733\, t + 0{,}0000246\, t^2$$

ab, so dass bei 30^0 C. die Leitungsfähigkeiten beider 98,005 und 97,799 sind. Während also die reinen Metalle, Gold, Silber, Kupfer, ihre Leitungsfähigkeit zwischen 0^0 und 100^0 C. um etwa 36 Proc. ändern, geschieht dies bei der harten und weichen Legirung nur um 6,5 und 8,7 Proc.

Indess möchte doch die leichtere und sicherere Darstellung der Siemens'schen Einheit den Vorzug über diese Widerstandseinheit geben, wenngleich sich die Legirung von Matthiessen vortrefflich zur Darstellung von Copieen jener Einheit benutzen lässt.

789 Wir vergleichen jetzt die empirischen Einheiten der Stromintensität mit der elektromagnetischen Einheit derselben.

Soweit jene Einheiten auf Bestimmung der Ablenkung von Magnetnadeln in Galvanometern und Tangentenboussolen u. s. w. um eine bestimmte Anzahl Grade (1^0) beruhen, lassen sie sich, wenn man die Dimensionen jener Apparate kennt, ohne Weiteres direct durch Rechnung oder durch experimentelle Vergleichung mit den Ausschlägen einer gleichzeitig in den Schliessungskreis eingeschalteten Tangentenboussole auf absolutes elektromagnetisches Maass reduciren.

Von den chemischen Wirkungen des Stromes ausgehend, hat man auch wohl als chemische Einheit die Intensität desjenigen Stromes hingestellt, der in einer Secunde ein Milligramm Wasser oder ein Aequivalent (9^{mgr}) Wasser zersetzen, oder eine bestimmte Anzahl (1) Cubikcentimeter Knallgas aus Wasser entbinden kann. Alle diese chemischen Einheiten der Intensität lassen sich auf die elektromagnetische Einheit derselben reduciren, wenn man weiss, welche Quantität Wasser ein Strom, dessen Intensität der letzteren Einheit gleich ist, in der Secunde zersetzen kann. Man nennt diese, in Milligrammen bestimmte Quantität Wasser das elektrochemische Aequivalent des Wassers. Ganz analog könnte man die elektrochemischen Aequivalente anderer Stoffe, z. B. des durch den Strom abgeschiedenen Zinks, direct bestimmen und das des Wassers durch Multiplication der gefundenen Zahl mit dem Verhältniss der gewöhnlichen chemischen Aequivalente des Wassers und des betreffenden Stoffes berechnen.

Das elektrochemische Aequivalent des Wassers ist zuerst von W. Weber [1]) bestimmt worden. Er leitete den Strom durch ein Voltameter, bestehend aus einem Sförmig gekrümmten Rohr, in welches zwei Platindräthe als Elektroden eingeschmolzen waren, und das mit einigen Tropfen verdünnter Schwefelsäure gefüllt war. Die Gase wurden über Quecksilber aufgefangen und gemessen. Der Strom floss sodann durch eine bifilar aufgehängte Drathrolle, deren Axe senkrecht gegen den magnetischen Meridian gestellt war. Die Rolle war aus 1130 Umwindungen von Kupferdrath gebildet, ihr Umfang betrug 164^{mm}, so dass der Flächeninhalt, den der Drath umkreiste, $S = 4638330$ Quadratmillimeter betrug. Ihr Trägheitsmoment war $k = 779400000$, ihre Schwingungsdauer etwa $t = 8{,}08''$, so dass sich ihre Directionskraft im Mittel $D = \frac{\pi^2 k}{t^2} = 117817000$ ergab. Die horizontale Componente des Erdmagnetismus war $T = 1{,}7026$. Bei fünf Versuchen ergab sich die absolute Intensität I des Stromes aus der vermittelst der Spiegelablesung bestimmten Ablenkung φ der Rolle nach der Formel $I = \frac{D tg \varphi}{S T}$, und die gleichzeitig zersetzte Wassermenge: 790

Zersetzte Wassermenge	Zeitdauer der Zersetzung ϑ	$I \,.\, \vartheta$
$14{,}2346^{mgr}$	1168″	1522,44
14,2026	1280	1504,92
14,0872	1137,5	1506,46
14,0182	1154	1501,43
13,9625	1263	1484,90

Hiernach berechnet sich die durch einen Strom von der absoluten elektromagnetischen Intensität Eins in einer Secunde zersetzte Wassermenge oder das elektrochemische Aequivalent des Wassers im Mittel gleich $0{,}009376^{mgr}$, wovon die grösste Abweichung im Versuch 2 nur 0,000061 beträgt.

Joule [2]) hat ebenfalls die durch einen Strom von bekannter Intensität in einer Secunde aus saurem Wasser, aus Lösung von schwefelsaurem Zinkoxyd und Kupferoxyd abgeschiedenen Mengen M von Wasserstoff, Zink und Kupfer bestimmt. Die Intensität des Stromes wurde durch die Tangente des Ablenkungswinkels α einer Tangentenboussole gemessen, deren einfacher Drathkreis einen Radius b von $\frac{1}{2}$ engl. Fuss ($15{,}24^{ctm}$) hatte. Die horizontale Componente des Erdmagnetismus (in Manchester) betrug in englischem Maass 3,542, also in französischem Maass $T = 3{,}542 \,.\, 0{,}46108 = 1{,}6332$. Die absolute Intensität des Stromes berechnet sich dann nach der Formel 791

[1]) W. Weber, Resultate 1840. S. 91.* — [2]) Joule, Phil. Mag. [4.] Vol II, p. 442. 1851.*

$J = \frac{Tb}{2\pi} tg\alpha$. Auf diese Weise ergab sich als Mittel aus je vier Versuchen bei der Elektrolyse von:

	$tg\alpha$	I	M		$\frac{M}{I}$[1]
Schwefelsaurem Zinkoxyd . .	0,7345	29,09	$0{,}0977^{mgr}$	Zk	0,03358
Wasser	1,7600	69,72	$0{,}07076^{mgr}$	H	0,001015
Schwefelsaurem Kupferoxyd .	—	—	—	Cu	0,03252

Berechnet man aus letzteren Werthen, welche die elektrochemischen Aequivalente des Zinks, Wasserstoffs und Kupfers sind, das elektrochemische Aequivalent des Wassers durch Multiplication mit $\frac{9}{32{,}3}$, 9 und $\frac{9}{31{,}7}$, so erhält man dasselbe gleich

0,009291, 0,009135, 0,009239.

Bunsen [2]) hat den Strom von vier Bunsen'schen Elementen durch ein Voltameter und den Drathkreis einer Tangentenboussole, dessen Radius $= 99{,}5^{mm}$ war, geleitet und aus den Ablenkungen α der Nadel der letzteren die absolute Grösse der Stromintensität I bestimmt. Nimmt er die horizontale Componente des Erdmagnetismus (für Marburg) gleich $T = 1{,}88$, so findet er $I = \frac{99{,}5 \,.\, 1{,}88}{2\pi} tg\alpha$. Es wurde sodann die im Voltameter entwickelte Knallgasmenge gewogen. Dadurch ergab sich im Mittel aus vier Versuchen, bei denen die Stromintensität zwischen den Werthen 7,0204 und 96,87 geändert wurde, das elektrochemische Aequivalent des Wassers gleich 0,0092705.

Das elektrochemische Aequivalent des Zinks ergab sich bei unmittelbarer Bestimmung des in der Säule selbst aufgelösten Zinks bei zwei Versuchen gleich 0,03300, woraus sich das des Wassers zu 0,009261 berechnet.

Casselmann [3]) hat in ganz analoger Weise die absolute Intensität des Stromes an einer Tangentenboussole bestimmt, deren Ringdurchmesser 403^{mm} betrug, und zugleich die durch den Strom zersetzte Wassermenge aus dem Gewichtsverlust eines Voltameters berechnet, aus welchem die Gase durch ein Glasrohr voll Bimsstein und Schwefelsäure entwichen. Die horizontale Componente des Erdmagnetismus ergab sich in dem eisenhaltigen Zimmer, in dem die Versuche angestellt wurden, $T = 1{,}83$. Es war hiernach das elektrochemische Aequivalent des Wassers bei der Zersetzung von

---

[1]) Die englischen Gewichte sind in Milligramme umgerechnet. — [2]) Bunsen, s. Reiset, Ann. de Chim. et de Phys. [3.] T. VIII, p. 33. 1848.* — [3]) Casselmann, Kohlenzinkkette S. 70. Marburg 1843.*

verdünnter Schwefelsäure (specif. Gew. 1,088)	6 Versuche	0,009360
Lösung von Phosphorsäure („ „ 1,056)	2 „	0,009421
Lösung von schwefelsaurem Natron (specif. Gew. 1,056)	1 Versuch	0,009339
	Mittel .	0,009371

Als Casselmann Kochsalzlösung unter Anwendung einer positiven Elektrode von amalgamirtem Zink zersetzte, fand er die durch die elektromagnetische Einheit des Stromes aufgelöste Zinkmenge bei zwei Versuchen 0,033445, wonach das elektrochemische Aequivalent des Wassers gleich 0,009406 ist.

Als Mittel aus all diesen Versuchen ergiebt sich das elektrochemische Aequivalent des Wassers etwa gleich $0,009331^{mgr}$. Zur Zersetzung von 1^{mgr} Wasser in einer Secunde ist also ein Strom von der absoluten Intensität $106^1/_3$ erforderlich.

Als empirische Einheit der elektromotorischen Kräfte hatten wir die elektromotorische Kraft D eines Daniell'schen Elementes gewählt. Diesen Werth hat Bosscha [1]) in absolutem elektromagnetischem Maasse bestimmt, indem er den Strom des Elementes durch eine Tangentenboussole leitete und die Ablenkung ihrer Nadel bestimmte, zuerst ohne Einschaltung, und dann, während in den Schliessungskreis noch ein Widerstandsetalon eingeschaltet war, dessen absoluter elektromagnetischer Widerstand $r = 60717 \cdot 10^5 \frac{\text{Millimeter}}{\text{Secunden}}$ gegeben war. 792

Bezeichnet c den Factor, mit welchem man die Tangenten der Ablenkungswinkel α und α_1 der Nadel in beiden Fällen multipliciren muss, um die ihnen proportionalen Stromintensitäten auf absolutes elektromagnetisches Maass zurückzuführen, so erhält man aus den Beobachtungen:

$$D = c\,r\,\frac{tg\,\alpha\; tg\,\alpha_1}{tg\,\alpha - tg\,\alpha_1}$$

(vgl. Thl. I, §. 122).

Der Werth c wurde gemessen, indem der Strom einiger Daniell-scher Elemente durch die Boussole und ein Kupfervitriolvoltameter geleitet, und die in einer gegebenen Zeit durch einen bestimmten Strom abgeschiedene Kupfermenge bestimmt wurde. Ist diese Menge pro Secunde gleich m, die Ablenkung der Boussolennadel α_2, das elektrochemische Aequivalent des Kupfers $= 0,03404$, so ergab sich im Mittel mehrerer Versuche

$$c = \frac{m}{tg\,\alpha_2} \cdot \frac{1}{0,03404} = 55,21.$$

Als Mittel mehrerer, unter verschiedenen Abänderungen angestellter Versuche, bei denen die gehörigen Correctionen wegen Mangels an Proportionalität der Stromintensität und der Tangenten der Ablenkungswinkel der Boussolennadel u. s. w. vorgenommen wurden, fand Bosscha:

$$D = 10258 \cdot 10^7.$$

1) Bosscha, Pogg. Ann. Bd. CI, S. 523. 1857.*

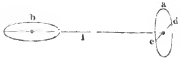
793 Ausser den erwähnten Einheiten der Constanten des Stromes, welche hauptsächlich einen praktischen Werth besitzen, kann man dergleichen Einheiten namentlich auch von den elektrodynamischen Wirkungen des Stromes ableiten [1]).

Schon aus §. 19 und flgde. geht hervor, dass ein Strom die **elektrodynamische Einheit der Intensität** besitzt, wenn er durch ein Element fliesst, dessen Länge der Längeneinheit gleich ist, und dabei auf ein gleiches, vom gleichen Strom in gleicher Richtung durchflossenes, dem ersteren paralleles und auf der Verbindungslinie beider Elemente verticales Element eine Anziehungskraft ausübt, welche der Krafteinheit gleich ist.

Befinden sich im Abstand l voneinander zwei kleine Magnete von den Momenten M und m und steht die Axe von m auf der von M senkrecht und halbirt dieselbe bei ihrer Verlängerung, so ergiebt sich aus §. 157, dass das von M auf m ausgeübte Drehungsmoment $\frac{Mm}{l^3}$ ist. Aus §. 102 folgt, dass, wenn die Magnete durch kleine in sich geschlossene Ströme von den Flächenräumen λ und λ_1 und den (in elektrodynamischem Maass gemessenen) Intensitäten i und i_1 ersetzt werden, das nun von dem ersten auf den zweiten ausgeübte Drehungsmoment $\frac{i i_1 \lambda \lambda_1}{2 l^3}$ ist. Ist $i = i_1 = 1$ und $\lambda = \lambda_1 = 1$, so ist letzteres Drehungsmoment gleich $\frac{1}{2 l^3}$. Wir könnten also auch als elektrodynamische Einheit der Stromintensität die Intensität eines geschlossenen Stromes hinstellen, welcher um die Flächeneinheit fliessend, auf einen zweiten gleichen und auf ihm senkrechten, in einem grossen Abstand l von ihm entfernten Strom, dessen Ebene seine Ebene halbirt, das Drehungsmoment $\frac{1}{2 l^3}$ ausübt.

794 Die **elektrodynamische Einheit der elektromotorischen Kraft** begründet sich nach **Weber** (l. c.) also: Ein die Flächeneinheit umschliessender Leiter a, Fig. 367, befindet sich in grossem Abstande l von einem zweiten, die Flächeneinheit umschliessenden Leiter b, dessen Ebene auf der des Leiters a vertical steht und sie halbirt. Der Leiter b sei von einem Strom durchflossen, dessen Intensität sich zu der elektrodynamischen Einheit der Stromintensität wie $2 l^3 : 1$ verhält. Wird nun der Leiter a um seine Durchschnittslinie cd mit der Ebene von b mit der Drehungsgeschwindigkeit Eins gedreht, so

Fig. 367.



[1]) **W. Weber**, Elektrodynamische Maassbestimmungen Thl. II, S. 259 u. flgde.

ist die in ihm erzeugte elektromotorische Kraft nach elektrodynamischem Maasse gleich Eins.

Nehmen wir vorläufig an, die Leiter a und b haben den Flächenraum λ_a und λ_b, sie seien von Strömen von der Intensität i_a und i_b durchflossen, so können wir dieselben in ihrer elektrodynamischen Wechselwirkung auf einander durch zwei kleine, auf ihren Ebenen verticale Magnete ersetzen, deren Momente $M_a = i_a \lambda_a \sqrt{\frac{1}{2}}$ und $M_b = i_b \lambda_b \sqrt{\frac{1}{2}}$ sind. (§. 102). Dann ist das vom Strom b auf Strom a ausgeübte Drehungsmoment (vgl. §. 157) gleich $\frac{M_a M_b}{l^3} = \frac{1}{2} \frac{i_a i_b \lambda_a \lambda_b}{l^3}$. Setzen wir $i_b = 1$, $\lambda_a = \lambda_b = 1$, fliesst durch Leiter a kein Strom und dreht sich derselbe in der Zeiteinheit um einen kleinen Winkel φ um seine Halbirungslinie cd, so ist die dadurch in ihm erzeugte elektromotorische Kraft je nach der Drehungsrichtung $E = \pm \frac{1}{2} \frac{\varepsilon i_a \varphi}{l^3}$, wo ε die Inductionsconstante ist. Ist die Drehungsgeschwindigkeit des Leiters $\varphi = 1$, $i_a = 2 l^3$, so ist

$$E = \varepsilon.$$

Die eben gegebene Definition der elektromotorischen Kraft schliesst also die Bedingung in sich, dass die Inductionsconstante gleich Eins sei.

Als **elektrodynamische Einheit des Widerstandes** bezeichnen wir den Widerstand eines Schliessungskreises, in welchem die eben definirte Einheit der elektromotorischen Kraft einen Strom von der elektrodynamischen Einheit der Intensität erzeugt. 795

Diese elektrodynamischen Einheiten sind mit den elektromagnetischen zu vergleichen. 796

Umfliesst ein Strom, dessen Intensität in elektrodynamischem Maasse gleich Eins ist, einen Flächenraum $\lambda = 1$, und wirkt er auf einen ebensolchen Strom, so können wir nach §. 102 Magnete vom Moment $m = \sqrt{\frac{1}{2}}$ an Stelle der Ströme setzen. Wäre die Intensität der Ströme aber in elektromagnetischem Maass gleich Eins, so würden ihnen Magnete vom Moment Eins entsprechen. Haben wir also die Intensität eines Stromes in elektrodynamischem Maass gleich I_d gefunden, und ist dieselbe in elektromagnetischem Maasse gleich I_m, so ist $I_d = I_m \sqrt{2}$.

Um also die nach elektromagnetischem Maass gemessene Intensität auf elektrodynamisches Maass zu reduciren, müssen wir die erstere mit $\sqrt{2}$ multipliciren. Die elektrodynamische Einheit i_d verhält sich zur elektromagnetischen Einheit i_m derselben wie $i_d : i_m = 1 : \sqrt{2}$.

Dasselbe Resultat ergäbe sich aus der Vergleichung der Wirkung eines kleinen Magnetes auf einen Magnetpol und eines kleinen geschlossenen Stromes auf ein einseitig unendlich verlängertes Solenoid (vgl. §. 99).

797 Befindet sich ferner an Stelle des Leiters b, Fig. 367, ein Magnet vom Moment $M = em$, so ist die von jedem Pol desselben an dem Ort des Leiters a ausgeübte elektromagnetische Kraft $\frac{m}{l^3}$. Dreht sich nun der Magnet um den kleinen Winkel φ in der Zeiteinheit, so hat jeder seiner Pole die Geschwindigkeit $\frac{e}{2}\varphi$, und in dem Leiter a, dessen Fläche der Einheit gleich sei, wird eine elektromotorische Kraft inducirt, welche in elektromagnetischem Maass $E_m = 2 \cdot \frac{m}{l^3}\frac{e}{2}\varphi = \frac{M}{l^3}\varphi$ ist.

Dieselbe Kraft würde inducirt, wenn der Magnet ruhte und der Leiter a mit derselben Drehungsgeschwindigkeit in entgegengesetzter Richtung um die Linie cd gedreht würde.

Würde der Magnet M durch einen Strom vom Flächenraum Eins ersetzt, so müsste er nach elektrodynamischem Maass die Intensität $i = M\sqrt{2}$ besitzen. Die durch diesen bei der Drehung des Leiters a um den Winkel φ inducirte elektromotorische Kraft wäre in elektrodynamischem Maass $E_d = \frac{1}{2}\frac{M\sqrt{2}}{l^3}\varphi = \frac{M}{l^3\sqrt{2}}\varphi$. Es verhält sich also $E_d : E_m = 1 : \sqrt{2}$, und die elektrodynamische Einheit verhält sich zu der elektromagnetischen Einheit der elektromotorischen Kraft wie $\sqrt{2} : 1$.

798 Bezeichnen wir nun ebenso wie die Intensitäten I und die elektromotorischen Kräfte E, so auch die nach elektrodynamischem und elektromagnetischem Maass gemessenen Widerstände W mit den Indices d und m, so haben wir die Gleichungen:

$$W_m = \frac{E_m}{I_m}.$$

Ist $E_m = I_m = 1$, so ist auch $W_m = 1$.

Würden wir für E_m und I_m ihre Werthe in elektrodynamischen Einheiten setzen, so ist $E_m = \sqrt{2}\,E_d$, $I_m = \frac{1}{\sqrt{2}}I_d$, also:

$$W_m = 2\frac{E_d}{I_d}.$$

Nach der Definition der elektrodynamischen Maasse ist aber W_d für $E_d = I_d = 1$ gleichfalls gleich Eins. Es ist also $W_m = 2\,W_d$. — Die elektrodynamische Einheit des Widerstandes ist also doppelt so gross, als die elektromagnetische Einheit desselben.

Wir haben schon §. 628 angeführt, dass Kirchhoff, von den elektrodynamischen Maassen bei der Induction ausgehend, die Inductionsconstante ε gleich Eins gesetzt und dadurch die Einheit des Widerstandes bestimmt hatte. Dieselbe ist, soweit die experimentelle Vergleichung der Versuche von Weber (§. 784 und 785) und Kirchhoff (§. 628) überhaupt möglich ist, in der That ziemlich doppelt so gross, als die Weber'sche elektromagnetische Widerstandseinheit.

Endlich kann man die Constanten des Stromes auch auf die mechanischen Maasse zurückführen. 799

Wir haben schon Thl. I, §. 64 erwähnt, dass die Intensität des galvanischen Stromes proportional ist der in der Zeiteinheit durch jeden Querschnitt eines Leiters hindurchgehenden Elektricitätsmenge. Bewegt sich eine constante Elektricitätsmenge in dem Leiter, so ist also die Intensität proportional der Geschwindigkeit ihrer Bewegung. Diese letztere ist aber in einem Leiter der Differenz der Spannungen oder Potentialfunctionen der freien Elektricitäten an den beiden Enden jedes Elementes, d. h. mit anderen Worten, der an denselben vorhandenen elektromotorischen Kraft und der Leitungsfähigkeit des Elementes direct proportional.

Als mechanische Einheit der Stromintensität bezeichnet nun Weber die Intensität eines Stromes, welche hervorgebracht wird durch eine solche Geschwindigkeit der beiden elektrischen Fluida, bei welcher die durch den Querschnitt des Leiters in der Zeiteinheit fliessende Menge jener Fluida gleich Eins ist. Als Einheit der elektrischen Fluida wird die Menge derselben angenommen, welche im Abstande Eins (1^{mm}) aufeinander mit der Kraft Eins wirken (sich gegenseitig die Beschleunigung Eins ertheilen).

Weber und Kohlrausch[1]) haben diese Einheit mit der elektromagnetischen Einheit der Stromintensität verglichen, so weit es unsere jetzigen Hülfsmittel zulassen.

Eine Leydener Flasche wurde zu einer bestimmten Zeit mit Elektricität geladen. Sie wurde sodann mit einem Sinuselektrometer verbunden. Nach einiger Zeit wurde ihre innere Belegung mit einer an einem Seidenfaden hängenden Messingkugel von $159{,}46^{mm}$ Radius berührt, und sodann wiederum die Verbindung mit dem Sinuselektrometer hergestellt. Fortgesetzte Beobachtungen des Standes seiner Nadel vor und nach der Berührung ergaben die Abnahme der Ladung der Flasche mit der Zeit durch Bildung von Rückstand und Abgabe von Elektricität an die Luft. Man konnte so die Ladung derselben unmittelbar vor und nach der Berührung mit der Kugel bestimmen. So ergaben sich die Elektricitätsmengen E_1 und E, welche bei derselben in der Flasche blieben und in die Kugel übergingen, entsprechend dem Verhältniss $1:0{,}03276$. Die mit der Elektricität E geladene Kugel wurde mit der Standkugel einer Coulomb'schen Drehwage, welche $11{,}537^{mm}$ Halbmesser hatte, berührt. Nach den Formeln von Plana[2]) ergiebt sich, dass hierbei die Elektricität sich zwischen der grossen und kleineren Kugel im Verhältniss von $E:e = 1:0{,}0079377$ theilt. Die Standkugel wurde in die Drehwage eingeführt, mit der ihr fast gleichen beweglichen Kugel derselben berührt, welche vor der Elektrisirung in einem Winkelabstand von 90^0 von ihr entfernt war, und nun durch Torsion des die

---

[1]) Kohlrausch und Weber, Elektrodyn. Maassbestimmungen. Zurückführung der Stromintensitätsmessungen auf mechanisches Maass. Abhandl. der Königl. Sächs. Ges. Leipzig 1856.* — Wir müssen uns darauf beschränken, den Gang der Untersuchung anzudeuten. — [2]) Plana, Mém. sur la distribution de l'électricité à la surface de deux sphères. Turin 1845.

letztere tragenden Fadens dieselbe Einstellung wieder herbeigeführt. Der Abstand beider Kugeln von der Drehungsaxe betrug $93,53^{mm}$ und $61,7^{mm}$, ihr Abstand von einander $112,05^{mm}$. Bezeichnet man also die in die Standkugel eingeführte Elektricitätsmenge mit e, so ist die Abstossung beider Kugeln $A = \frac{1}{4}\frac{e^2}{112,05^2}$. Da indess die Elektricitäten nicht im Mittelpunkte derselben concentrirt gedacht werden können, so ist nach den Formeln von Poisson[1]) eine Correction anzubringen, durch welche der Neuner auf $4 . 112,1743^2$ reducirt würde. Fällt man von der Drehungsaxe auf die Verbindungslinie beider Kugeln ein Loth, dessen Länge sich zu $l = 51,5^{mm}$ berechnet, so ist das durch die Abstossungskraft auf die bewegliche Kugel ausgeübte Drehungsmoment gleich $Al = \frac{e^2}{977}$.

Die Einheit des Drehungsmomentes würde also ausgeübt werden, wenn in beiden Kugeln die Elektricitätsmenge $e_0 = \sqrt{977} = 31,25$ eingebracht worden wäre, wo wir die Elektricitätsmengen in der oben angegebenen Einheit messen.

Es wurde nun vermittelst eines an dem Arm der Drehwage befestigten Spiegels durch Scala und Fernrohr der Torsionswinkel ϑ des die bewegliche Kugel der Wage tragenden Fadens zu verschiedenen Zeiten abgelesen und aus seiner Abnahme berechnet, welcher Winkel sich ergeben hätte, wenn die Standkugel unmittelbar nach der Berührung der grossen Kugel vor dem Elektricitätsverlust in die Drehwage hätte eingeführt werden können. Sodann wurden an den Faden Körper von berechenbarem Trägheitsmoment k gehängt, z. B. eine flache kreisrunde Messingscheibe, ein horizontaler Messingcylinder, und deren Schwingungsdauer t bestimmt. Die Directionskraft des Fadens ergiebt sich hiernach zu $D = \frac{\pi^2 k}{t^2}$. Ist ϑ in Theilen des Halbmessers bestimmt, so war hiernach das von der Drehwage ausgeübte Drehungsmoment $D\vartheta = 1$, wenn $\vartheta = 0,0019757$ Bogenminuten betrug. Hiernach liess sich wiederum das Drehungsmoment Al unmittelbar aus dem Drehungswinkel ϑ des Fadens, und so auch der Werth e, E und E_1 bestimmen.

Die Leydener Flasche wurde nun nach 3 Secunden durch einen Multiplicator entladen, während zugleich in den Schliessungskreis eine Wassersäule zur Verzögerung der Entladung eingeschaltet war. Die Elektricität in der Flasche war während der 3 Secunden auf E_{II} gesunken, welcher Werth sich aus E_I berechnen lässt[2]). Der Multiplicator bestand aus einem kreisförmigen Ringe von Messing, in welchen in einer Rinne von rechteckigem Querschnitte 5635 Drathwindungen eingewunden waren. Der Drath war sehr gut übersponnen und mit Collodium lackirt. In dem Multiplicator hing ein Magnetstab, dessen Ablenkungen durch den

[1]) Poisson, Mémoires de l'Institut. Année 1811.* — [2]) Vergl. Kohlrausch, Pogg. Ann. Bd. XCI, S. 56. 1854.*

Entladnngsstrom der Leydener Batterie mittelst Spiegel, Scala und Fernrohr bestimmt wurden. Der Magnetstab befand sich in einer 20 Pfund schweren dämpfenden Kupferhülle.

Aus dem ersten Ausschlag kann man nach §. 185 die Winkelgeschwindigkeit c berechnen, welche die Nadel hierbei erhält. Dieselbe ist durchaus unabhängig von der Zeit, in welcher die Elektricitätsmenge der Flasche durch den Multiplicator hindurchgeht, sondern nur von der Elektricitätsmenge selbst abhängig, vorausgesetzt dass die Zeit des Durchganges gegen die Oscillationsdauer der Nadel klein ist.

Nach den §. 147 angegebenen Regeln lässt sich aus den Dimensionen des Multiplicators u. s. f. das Drehungsmoment $\varDelta$ berechnen, welches ein Strom von der elektromagnetischen Intensität Eins auf die Nadel in demselben ausübt. Ist die Zeitdauer dieses Stromes τ, das Trägheitsmoment der Nadel k, so wird sie durch den Strom die Winkelgeschwindigkeit $c = \frac{\varDelta \tau}{k}$ erhalten, wo wiederum k durch die Gleichung (1) §. 156, eliminirt werden könnte. Hat nun der Strom der Leydener Flasche der Nadel ebenfalls die Winkelgeschwindigkeit c gegeben, so ist die durch denselben entladene Elektricitätsmenge E_{II} ebenso gross, wie die durch einen Strom von der elektromagnetischen Intensität Eins während der Zeit $\tau = \frac{kc}{\varDelta}$ durch den Multiplicator geführte Elektricitätsmenge. E_{II}, ebenso wie k, c, D, sind aber bei verschiedenen Versuchen beobachtet, man kann also τ berechnen. Da nun Weber stets einen Doppelstrom von positiver und negativer Elektricität annimmt, welche beide gleich stark auf die Nadel des Multiplicators bei den Entladungen der Leydener Flasche, ebenso wie in dem Strom der Säule wirken, so muss er, um die Menge der positiven oder der negativen Elektricität zu finden, welche während der Zeiteinheit jeden Querschnitt der Leiter durchfliesst, wenn der dadurch erzeugte Strom die absolute elektromagnetische Intensität Eins haben soll, E_{II} durch 2τ dividiren. Als Mittel von fünf Versuchen erhält er so diese Menge in der am Anfang des Paragraphen angegebenen mechanischen Einheit der Elektricitätsmengen

$$M = 155370 . 10^6.$$

Um also die in elektromagnetischem Maass gemessenen Stromintensitäten auf das mechanische Maass zu reduciren, müssen sie mit M multiplicirt werden. Das mechanische Maass der Stromintensität ist $155370 . 10^6$ mal kleiner als das elektromagnetische[1]).

Nach §. 796 wird die Intensität I_d in elektrodynamischem Maasse aus der im elektromagnetischen Maasse gemessenen Intensität I_m durch Multiplication mit $\sqrt{2}$ erhalten. Ist die in mechanischem Maass ge-

[1]) Eine andere Methode, die Zahl der elektrostatischen Einheiten von Elektricität zu finden, die in der Zeiteinheit durch einen Drath fliessen müssen, um in ihm einen Strom von der elektromagnetischen Intensität Eins zu erzeugen, siehe Thomson, Phil. Mag. [4.] T. V, p. 404. 1853.

messene Intensität I_e, so ist nach dem Obigen $I_m = I_e \cdot \frac{1}{155370.10^6}$, also

$$I_d = \frac{\sqrt{2}}{155370.10^6} I_e$$

800 Nun hatten wir §. 44 gefunden, dass mit Zugrundelegung der Annahmen von Weber die elektrodynamische Wechselwirkung der bewegten elektrischen Massen e und e_1 gleich $W = \frac{ee_1}{r^2}\left(1 - \frac{a^2}{16}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + \frac{a^2}{8} r \frac{d^2r}{dt^2}\right)$ ist. Setzen wir in einem speciellen Fall die Beschleunigung der Bewegung der elektrischen Massen gleich Null, so würde in diesem Falle die Wechselwirkung W ebenfalls auf Null reducirt werden, wenn $\frac{a^2}{16}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 = 1$, d. i. $\frac{4}{a} = \frac{dr}{dt}$ ist. Setzen wir $\frac{4}{a} = C$, so würde also C die relative Geschwindigkeit der elektrischen Massen e und e_1 gegeneinander sein, bei welcher sie nicht mehr aufeinander wirken.

Ist c die Geschwindigkeit der elektrischen Masse e, so ist die Intensität des durch ihre Bewegung erzeugten Stromes in elektrodynamischem Maasse nach §. 44 $I_d = a e c = \frac{4 e c}{C}$. Nach mechanischem Maasse wäre dieselbe Intensität $I_e = ec$. Es ergiebt sich also hieraus der Werth

$$C = 4 \frac{I_e}{I_d} = 4 . 155370 . 10^6 . \sqrt{\tfrac{1}{2}} = 439450 . 10^{6\text{mm}}.$$

Damit also zwei elektrische Massen nicht aufeinander wirken, müssten sie sich nach den Weber'schen Annahmen mit der sehr grossen relativen Geschwindigkeit von 439 Millionen Meter (59320 Meilen) in der Secunde gegeneinander hinbewegen. Hiernach würde also bei den gewöhnlichen mechanischen Bewegungen von Körpern, welche mit statischer Elektricität geladen sind, keine Abnahme ihrer Anziehung zu beobachten sein, da die ihnen ertheilte Geschwindigkeit stets zu klein sein würde.

Das Verhältniss der elektromagnetischen, elektrodynamischen und mechanischen Maasse gemessenen Intensitäten ist also

$$I_m = I_e \frac{2\sqrt{2}}{C} \text{ und } I_d = I_e \frac{4}{C}.$$

801 Die mechanische Einheit der elektromotorischen Kräfte ist diejenige Kraft, durch welche zwei miteinander vereinte Masseneinheiten positiver und negativer Elektricität mit der Geschwindigkeit Eins von einander getrieben werden.

Auch dieses Maass lässt sich mit dem elektrodynamischen durch Betrachtung eines speciellen Falles vergleichen. Nach §. 617 ist die in einem bewegten Leiterelement durch ein Stromelement inducirte elektromotorische Kraft E_e in mechanischem Maasse gegeben durch den Ausdruck

$$E_e = a\,i\,\frac{ds\,ds_1}{r^2}\,(\cos\eta - {}^3/_2 \cos\Theta\,\cos\Theta_1)\,v\,.\cos\varphi.$$

Steht das inducirende Element auf der Verbindungslinie beider Elemente senkrecht, fällt das inducirte in dieselbe und wird das letztere der Stromesrichtung in ersterem entgegengesetzt parallel mit der Geschwindigkeit Eins fortbewegt, so ist $\eta = 0$, $\varphi = 0$, $\Theta = \Theta_1 = \frac{\pi}{2}$, $v = 1$, also in diesem Falle

$$E_e = a\,\frac{ds\,ds_1}{r^2}\,i.$$

Ist nun $ds = ds_1$, $r = 1$, und verhält sich die Intensität i des inducirenden Stromes zu der Einheit der Intensität wie die Längeneinheit zu ds, so ist $E_e = a = \frac{4}{C}$.

Wäre die Intensität in elektrodynamischem Maasse gemessen, so müsste die Inductionsconstante gleich Eins sein, also es wäre in diesem Falle $E_d = 1$.

Um also die in elektrodynamischem Maass gemessenen elektromotorischen Kräfte auf mechanisches Maass zu reduciren, sind sie mit $\frac{4}{C}$ zu multipliciren.

Als **mechanische Einheit des Widerstandes** bezeichnen wir endlich den Widerstand eines Schliessungskreises, in welchem die in mechanischem Maass gemessene elektromotorische Kraft Eins einen Strom von der in gleichem Maasse gemessenen Intensität Eins erzeugt. Ist also der Widerstand eines Schliessungskreises W_e, so ist 802

$$W_e = \frac{E_e}{I_e}.$$

Wir können diese Einheit des Widerstandes mit dem elektrodynamischen Maasse desselben vergleichen. Bezeichnen wir die in letzterem Maasse gemessenen Constanten des Stromes durch den Index d, so ist $W_d = \frac{E_d}{I_d}$.

Ferner ist aber $E_e = \frac{4}{C}\,E_d$, $I_e = \frac{C}{4}\,I_d$, also

$$W_e = \frac{16}{C^2}\,\frac{E_d}{I_d} = \frac{16}{C^2}\,W_d.$$

Um also den in elektrodynamischem Maasse gemessenen Widerstand in mechanischem Maasse auszudrücken, muss man ihn mit $\frac{16}{C^2}$ multipliciren. Die Einheit des letzteren Maasses des Widerstandes ist $\frac{16}{C^2}$ mal kleiner als die des ersteren.

Da wir in §. 796 das Verhältniss der elektrodynamischen und elektromagnetischen Maasse der elektromotorischen Kräfte und Widerstände wie $\sqrt{2}:1$ und $2:1$ gefunden haben, so werden die in elektromagnetischem Maass gemessenen elektromotorischen Kräfte durch Multiplication mit 803

$\frac{2}{C}\sqrt{2} = \frac{1}{155370 \, . \, 10^6}$, die in gleichem Maasse gemessenen Widerstände durch Multiplication mit $\frac{16}{2\,C^2} = \frac{8}{C^2} = \frac{1}{155370^2 . 10^{12}}$ in mechanischen Einheiten ausgedrückt.

Da der Widerstand des Jacobi'schen Etalons in elektromagnetischem Maasse gleich $598 . 10^7$ ist, so beträgt er mithin in mechanischem Maasse $\frac{598 . 10^7 . 8}{(439450 . 10^6)^2} = 2{,}477 . 10^{-13}$.

Da ferner ein Strom von der elektromagnetischen Intensität Eins in einer Secunde 0,00937 Milligrm. Wasser zersetzen kann, so wird der zur Zersetzung von 1 Milligrm. Wasser in einer Secnnde erforderliche Strom in mechanischem Maasse die Intensität $\frac{155370 . 10^6}{0{,}00937} = 16581 . 10^9$, der znr Abscheidung von 1 Milligrm. Wasserstoff erforderliche eine nennmal so grosse Intensität, also die Intensität $149220 . 10^9$ haben müssen.

804 Man hat sich schon früher vielfach bemüht, die Elektricitätsmengen zu bestimmen, welche durch Wasser hindurchgeleitet werden müssen, um eine bestimmte Quantität desselben in seine Bestandtheile zu zerlegen. Derartige Versuche sind namentlich von Faraday, Buff und Becquerel ausgeführt worden.

Faraday[1]) lud eine Batterie von 15 Leydener Flaschen und etwa 3500 Quadratzoll Oberfläche (innere Belegung) durch 30 Umdrehungen der Scheibe einer Elektrisirmaschine, deren Conductor 12 Fnss lang war und eine Oberfläche von 1422 Quadratzoll hatte. Bei jeder Umdrehung konnten etwa 10 bis 12 einen Zoll lange Fnnken ans dem Condnctor gezogen werden. Der Entladungsstrom der Batterie lenkte die Nadel eines Galvanometers um etwa 22,5° ab. Dieselbe Ablenkung erhielt er durch den 3,2 Secunden danernden Strom eines Elementes, welches aus zwei $^1/_{18}$ Zoll dicken Kupfer- nnd Zinkdräthen bestand, die in einem Abstand von $^5/_{16}$ Zoll, $^5/_8$ Zoll tief in saures Wasser (auf 4 Unzen Wasser ein Tropfen Schwefelsäure) getaucht waren. Faraday schliesst hiernach, dass die bei 800000 Entladungen der Batterie bewegte enorme Elektricitätsmenge nur 1 Gramm Wasser zersetzen würde.

Eines analogen Verfahrens bedient sich Buff[2]) bei genaueren Versuchen. Der Strom eines constanten Elementes wurde durch einen Multiplicator (vergl. §. 194), und ein Voltameter geleitet. Ein Strom, welcher die Nadel des ersteren um 45° ablenkte, konnte hiernach 1 Milligramm Wasserstoff aus Wasser in 25096,5 Minuten, ein Strom, der die Nadel um 7,93° ablenkt, dieslbe Menge ein 181917 Minuten abscheiden. Das eine Ende des Multiplicatordrathes wurde nun mit der einen Belegung einer isolirten

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. III, §. 364;* Ser. VII, §. 861.* — [2]) Buff, Ann. der Chem. und Pharm. Bd. LXXXVI, S. 28. 1853.*

Maassflasche von 6,4 Quadratdecimeter Oberfläche, das andere mit der Erde verbunden. Die zweite Belegung der Flasche wurde durch den Conductor der Elektrisirmaschine geladen, und ihr in einer bestimmten Entfernung ein mit der anderen Belegung verbundener Metallknopf gegenübergestellt. Die aus der Ablenkung der Multiplicatornadel berechnete Intensität des Entladungsstromes ergab sich innerhalb gewisser Grenzen proportional dem Product aus der Zahl der Entladungen der Flasche in der Minute mit der in Millimetern gemessenen Schlagweite. Betrug dieses Product 100, so wurde die Multplicatornadel constant um 7,93° abgelenkt. Es würde also nach den oben gemachten Angaben der Entladungsstrom der Flasche bei 181917 Entladungen durch eine Schlagweite von 100^{mm} eine Elektricitätsmenge in Bewegung setzen, welche 1 Milligrm. Wasserstoff aus Wasser abschiede. Eine Batterie von 25 Quadratdecimeter Oberfläche würde also 45480mal geladen werden müssen, um bei einer gleichen Schlagweite dieselbe Wirkung hervorzurufen.

Becquerel [1]) hat endlich die Polarisation A bestimmt, welche Goldelektroden in einem Voltameter durch den Schlag einer Leydener Batterie erfahren, und sodann durch dieselben den Strom eines Elementes geleitet, welches aus einem mit zinkhaltigem Quecksilber gefüllten Pfeifenkopf bestand, der mit einer Platinplatte umgeben und so in Wasser gesenkt war. Auch hier wurde die in einer kleinen Zeit der Schliessung erzeugte Polarisation B bestimmt. Sind die Werthe A und B gleich, so soll auch die in beiden Fällen durch das Voltameter hindurchgegangene Elektricitätsmenge gleich sein. Indem nun die durch das Galvanometer bestimmte Intensität des Stromes des Elementes mit der eines constanten Elementes verglichen wurde, dessen Strom in einem Kupfervitriolvoltameter Kupfer ausscheidet, kommt Becquerel zu dem Resultat, dass, um 1 Gramm Kupfer aus einer Lösung von schwefelsaurem oder salpetersaurem Kupferoxyd auszuscheiden, eine Elektricitätsmenge durch dieselbe hindurchgehen müsste, welche eine Batterie von 1 Quadratmeter Oberfläche 14523200 mal laden könnte.

Bei den grossen Mängeln dieses Verfahrens können wir dem letzteren Resultat keine besondere Bedeutung beilegen.

Weber und Kohlrausch [2]) haben endlich, freilich unter manchen 805
besonderen Annahmen, auch direct die Kraft zu berechnen versucht, welche zur Zersetzung von 1 Milligrm. Wasser erforderlich ist. Da der Widerstand von verdünnter Schwefelsäure vom specif. Gewicht 1,25 nach Horsford 696700mal grösser als der des Silbers, also etwa $0{,}7417 . 696700 = 516750$ mal grösser ist als der des Kupfers, der Widerstand eines Kupferdrathes von 1^{mm} Länge und 1 □^{mm} Querschnitt in absolutem elektromagnetischem Maasse = 274100 ist [3]), so würde der Widerstand eines

[1]) Becquerel, Compt. rend. T. XXII, p. 395. 1846.* — [2]) Weber und Kohlrausch, Elektrodynamische Maassbestimmungen. 1856.* — [3]) Weber, Abhandl. der Göttinger Ges. V, Anwendung der Induction auf Inclinationsmessungen.

gleichen, mit der verdünnten Schwefelsäure gefüllten Raumes in absolutem elektromagnetischem Maass $= 141640 \cdot 10^6$ sein. Unter der freilich sehr gewagten Voraussetzung, dass der Strom nur durch das Wasser geht, welches sich in einzelnen Längsfäden zwischen die Schwefelsäure lagern sollte, würde, da die Mischung $^9/_{10}$ Wasser enthält, der Widerstand des Wassers allein für 1mm Länge und 1 □mm Querschnitt in der Mischung $W_m = 127476 \cdot 10^6$ oder in mechanischem Maasse $W_e = \frac{8}{C^2} W_m = \frac{127476}{155370^2 \cdot 10^6}$ sein. Die zur Zersetzung von 1 Milligrm. Wasser in einer Secunde erforderliche Intensität beträgt nach Weber in elektromagnetischem Maasse $106^2/_3$, also in mechanischem Maasse $I_e = 106^2/_3 \cdot 155370 \cdot 10^6$. Dieser Werth entspricht zugleich der Quantität q an positiver und negativer Elektricität, welche nach den Vorstellungen von Weber in einem Doppelstrom durch die metallischen Theile der Leitung in der Secunde hindurchgehen. Im Wasser selbst soll nach denselben Vorstellungen nicht ein Doppelstrom stattfinden, sondern die in 1 Milligrm. Wasser enthaltenen Sauerstoffatome, welche mit der Elektricität $-2q$ geladen sind, geben an die positiven Elektrode $-1q$ ab, welches in derselben weiter strömte, während sich das in der Elektrode ankommende $+1q$ mit dem übrigbleibenden $-1q$ des Sauerstoffs neutralisirte. Ebenso entbielte der Wasserstoff in 1 Milligrm. Wasser $+2q$ (vgl. Thl. I, §. 276). Die elektromotorische Kraft, welche erforderlich ist, um an den beiden Enden des 1mm langen Wasserfadens wirkend, einen Strom von der Intensität I_e zu erzeugen, ist $E_e = I_e \cdot W_e = \frac{106^2/_3 \cdot 127476}{155370}$. Die Kraft mit welcher also diese elektromotorische Kraft auf die im Wasserssoff oder im Sauerstoff enthaltene Elektricität $2q$ wirkt, ist

$$2q E_e = 2 \cdot (106^2/_3)^2 \cdot 127476 \cdot 10^6.$$

Denken wir uns den einen dieser Stoffe fest, so würde durch diese Kraft der andere mit der Geschwindigkeit von 1mm in der Secunde fortgetrieben.

Als Einheit der Kraft ist hier diejenige genommen, welche der Masse eines Milligramms die Geschwindigkeit von 1mm in der Secunde ertheilt. Will man die Kraft durch Gewichtseinheiten darstellen, so ist der Werth mit 9811 zu dividiren, und man erhält die Kraft gleich $2 \cdot 147830$ Kilogramm.

Zweites Capitel.

Arbeitsleistungen des Stromes.

Nachdem wir gelernt haben, die elektromotorische Kraft, den Widerstand und die Intensität der Ströme in absolutem Maass zu messen, und die Gesetze kennen, nach welchen die verschiedenen Kraftäusserungen des Stromes vor sich gehen, sei es bei der Erzeugung von Wärme, von chemischer Zersetzung oder von elektrodynamischen und elektromagnetischen Bewegungen ganzer Massen oder ihrer einzelnen Theile, wollen wir nun diese Wirkungen von dem Prinzip von der Erhaltung der Kraft aus näher betrachten, nach welchem die auf irgend eine Art zur Erzeugung des Stromes verwendete mechanische Arbeit aequivalent sein muss der zur Erzeugung aller Stromeswirkungen verwendeten Arbeit. 806

Wir werden dabei zunächst eine Beziehung der in absolutem elektromagnetischem Maass gemessenen elektromotorischen Kräfte und Widerstände zu diesen Arbeitsmengen aufsuchen, indem wir den Strom direct durch eine Bewegung eines Leiters hervorrufen [1]).

Wir denken uns einen geraden Leiter von der Länge L, dessen Längsausdehnung vertical steht auf den auf seine einzelnen Theile von einem entfernten Magnetpol aus wirkenden, gleichen und parallelen magnetischen Kräften (wie z. B. auf der horizontalen Componente des Erdmagnetismus). Die Intensität dieser letzteren sei gleich T. — Wird der Leiter sich selbst parallel, senkrecht gegen seine eigene Längsrichtung und die Richtung der magnetischen Kraft mit einer Geschwindigkeit F fortbewegt, so wird in ihm eine elektromotorische Kraft inducirt, deren Grösse in absolutem elektromagnetischem Maasse durch

$$E = FTL \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; (I)$$

[1]) Thomson, Phil. Mag. [4.] Vol. II. p. 429. 551. 1851.*

ausgedrückt ist. Werden die Enden des Leiters mit einander leitend verbunden, so dass der Widerstand der Schliessung gleich R ist, so erzeugt diese elektromotorische Kraft E in demselben einen Strom von der Intensität $J = \frac{FTL}{R}$. In Folge dessen stellt sich der Bewegung des Leiters eine elektromagnetische Widerstandskraft von der Grösse $K = JTL = \frac{J^2 R}{F}$ entgegen. Da nun der Leiter mit der Geschwindigkeit F bewegt wird, so ist die gesammte, zu seiner Bewegung verwendete Arbeit

$$A = FK = FJTL = J.E \;.\;.\; \text{(II)} \quad \text{oder} \quad A = J^2 R \;.\;.\;.\; \text{(III)}$$

Ist die Intensität des Stromes im Leiter $J = 1$, so ist $E = A$, also die elektromotorische Kraft in absolutem Maasse gleich der bei der Einheit der Stromintensität zur Bewegung des Leiters verwendeten Arbeit.

Uebt der im Leiter inducirte Strom keine weitere Arbeit aus, so wird dieselbe in Wärme verwandelt. Ist dann das mechanische Aequivalent der Wärme gleich a, so haben wir nach (III) diese Wärmemenge:

$$W = \frac{A}{a} = \frac{J^2 R}{a} \;.\;.\;.\; \text{(IV)} \quad \text{und} \quad JE = aW \;.\;.\;.\; \text{(V)}$$

Die Formel (IV) giebt das von Joule aufgestellte Gesetz für die Erwärmung des Schliessungskreises, welches hierdurch eine theoretische Begründung erhält [1]).

Setzt man in der Formel (V) $J = 1$; so ist $E = aW$, also die elektromotorische Kraft gleich dem mechanischen Aequivalent der durch einen von jener Kraft herrührenden Strom von der Intensität Eins in dem Schliessungskreis erzeugten Wärme. — Nach der Formel (IV) ist, wenn $J = 1$ ist, $aW = R$. Der in elektromagnetischem Maass gemessene Widerstand eines Leiters ist also gleich dem mechanischen Aequivalent der durch einen Strom von der in gleichem Maass gemessenen Intensität Eins in ihm erzeugten Wärme [2]).

807 Nach Aufstellung dieser allgemeineren Sätze wollen wir die einzelnen Wirkungen des Stromes näher betrachten.

Die thermischen Wirkungen des Stromes bestehen einmal in der Erwärmung der einzelnen Theile des Schliessungskreises gemäss dem

---

[1]) Eine ähnliche Ableitung dieses Gesetzes ist von Holtzmann, Pogg. Annal. Bd. XCI, S. 260. 1854,* gegeben worden. — [2]) Das mechanische Wärmeäquivalent ist im Folgenden stets auf eine Kraft bezogen, die der Einheit der Masse in der Zeiteinheit die Beschleunigung Eins ertheilt. Als Massen- und Längeneinheiten sind das Milligramm und Millimeter verwendet. Wir werden daher für unsere Zwecke den sonst gebräuchlichen Werth des Wärmeäquivalentes (423,55 Kilogrammmeter $= 423{,}55 \,.\, 10^6$ Milligrammmillimeter) noch mit der Beschleunigung der Schwerkraft $g = 9811$ zu multipliciren haben, so dass $a = 423{,}55 \,.\, 10^6 \,.\, 9811 = 4155 \,.\, 10^9$ ist.

Joule'schen Gesetz, sodann in den Temperaturänderungen der Contactstellen heterogener Leiter.

Das Joule'sche Gesetz haben wir schon im vorigen Paragraphen aus dem Prinzip von der Erhaltung der Kraft abgeleitet. Eine andere ähnliche Ableitung desselben, welche sich zugleich dem von Kirchhoff aufgestellten Ausdruck für das Ohm'sche Gesetz anschliesst, ist von Clausius [1]) gegeben worden.

Der Einfachheit halber nehmen wir an, es gäbe nur einen Strom positiver Elektricität, welcher die Elektricität $+Q$ in einer Richtung fortführte. Derselbe wird dann einem gleichzeitigen doppelten Strom der entgegengesetzten Elektricitäten $\pm \frac{1}{2} Q$ in entgegengesetzten Richtungen gleich sein. Bewegt sich ein Elektricitätselement dq auf dem Wege ds, so ist die dasselbe in der Richtung von s bewegende Kraft $= dq \frac{dV}{ds}$, wo V die Potentialfunction der freien Elektricität in Bezug auf dq ist. Die auf dem Wege ds durch dasselbe gethane Arbeit ist demnach $A = dq \frac{dV}{ds} ds$ und die auf dem Wege von s_0 bis s_1 gethane Arbeit:

$$A = dq \int_{s_0}^{s_1} dq \frac{dV}{ds} ds = (V_1 - V_0)\, dq,$$

wo V_0 und V_1 die s_0 und s_1 entsprechenden Werthe von V sind.

Die bei einer bestimmten Bewegung der Elektricitätsmenge dq von der im Leiter wirksamen Kraft gethane Arbeit ist also gleich der Zunahme des Potentials der freien Elektricität und der Elektricitätsmenge dq aufeinander während jener Bewegung.

Ist nun dw ein Element einer geschlossenen Fläche im Leiter, deren Normale N ist, und fliesst durch dw in den inneren Raum des Leiters in der Zeiteinheit eine bestimmte Elektricitätsmenge $i dw$ ein, ist V die Potentialfunction der freien Elektricität in Bezug auf dw, so ist nach Thl. I, §. 64 $i dw = k \frac{dV}{dN} dw$, wo k die Leitungsfähigkeit des Körpers angiebt. Um die Arbeit A beim Ein- und Ausströmen der Elektricitätsmengen durch alle Oberflächenelemente des Körpers zu erhalten, ist der Werth mit der Differenz der Potentialfunctionen V an den Ein- und Austrittsstellen zu multipliciren und sodann die Addition für alle ein- und anstretenden Elektricitätsmengen durchzuführen. Statt dessen setzen wir die ausströmenden Elektricitätsmengen negativ und integriren den Werth $V i dw$ über die ganze Oberfläche. Verwandelt sich die Arbeit ganz in Wärme, ohne dass elektrolytische Processe u. s. w. auftreten, so ist der erhaltene Werth noch durch das mechanische Wärmeäquivalent a zu dividiren, um die dadurch erzeugte Wärmemenge W zu bestimmen. Dieselbe ist

[1]) Clausius, Pogg. Ann. Bd. LXXXVII, S. 415. 1852.

$$W = \frac{1}{a}\int V i\,dw = \frac{k}{a}\int V\,\frac{dV}{dN}\,dw.$$

Ist der Leiter geradlinig, durchfliesst ihn der Strom nur in der Richtung seiner Axe, so ist V in jedem zur Axe verticalen Querschnitt constant, also die in ihm entwickelte Wärmemenge:

$$W_1 = \frac{1}{a}\,V\int i\,dw.$$

Der Werth $\int i\,dw$ ist die gesammte, in der Zeiteinheit durch jeden Querschnitt des Leiters strömende Elektricitätsmenge, also gleich der Intensität J des Stromes. Ist der Werth von V für zwei um die Länge s von einander entfernte Querschnitte des Leiters gleich V_o und V_s, so ist also die in dem ganzen Stücke zwischen beiden Querschnitten erzeugte Wärmemenge:

$$W_1 = \frac{1}{a}\,J(V_s - V_o).$$

Ist aber R der Widerstand des durch die beiden Querschnitte abgegrenzten Stückes des Leiters, so ist $J = \frac{V_s - V_o}{R}$, also auch, wie es das Joule'sche Gesetz verlangt:

$$W_1 = \frac{1}{a}\,J^2 R.$$

Während bei der oben angegebenen Entwickelung von Thomson die elektromagnetischen Maasse der Constanten des Stromes gebraucht sind, sind in den Formeln von Clausius dieselben Werthe in mechanischem Maasse ausgedrückt. Aus den §§. 796 bis 803 gegebenen Formeln ist indess ersichtlich, dass in beiden Maassen der Werth $J^2.R$ derselbe ist, so dass auch für beide die Constante a unverändert dasselbe mechanische Wärmeäquivalent bleibt.

808 Eine Prüfung des Gesetzes der Erwärmung eines Schliessungsdrathes würde sich aus den Th. I, §. 467 und 468 angeführten Beobachtungen von E. Becquerel und Lenz [1]) ableiten lassen. Wir übergehen indess diese Beobachtungen, da bei der mangelnden Kenntniss des Stoffes der bei denselben verwendeten Dräthe die Reduction ihrer Widerstände auf absolutes elektromagnetisches Maass doch nur sehr unvollkommen und auf Umwegen ausgeführt werden kann [2]).

Eine genauere Prüfung dieses Gesetzes ist von v. Quintus-Icilius [3])

---

[1]) Vgl. auch eine Angabe von Weber, Resultate des magn. Vereins 1840, S. 89.* — [2]) Vgl. indess Bosscha, Pogg. Ann. Bd. CVIII, S. 162. 1859.* — [3]) v. Quintus-Icilius, Pogg. Ann. Bd. CI, S. 69. 1857.*

vorgenommen worden: Der Strom einer constanten Säule wurde durch einen Multiplicator geleitet. Derselbe bestand aus einer kreisförmigen, am Rande rinnenförmig ausgedrehten Holzscheibe, welche sich auf einer viereckigen, auf der magnetischen Ost-Westlinie senkrechten und horizontal befestigten Holzleiste verschieben liess. In die Rinne der Scheibe waren 89 Drathwindungen eingewunden, deren innerer Umfang 632^{mm}, deren äusserer Umfang 692^{mm} betrug. Ueber der Mitte der Holzleiste schwebte in einer kupfernen Hülse ein 120^{mm} langer und 16^{mm} dicker cylindrischer Magnetstab an einem Faden. Oberhalb desselben war an der ihn tragenden Hülse ein Planspiegel befestigt, dem gegenüber ein Fernrohr und eine Scala aufgestellt waren. Die Mittelpunkte des Magnetes und des Multiplicators lagen in einer, auf der Ebene des letzteren verticalen Linie. Durch Beobachtung der Ablenkungen des Magnetes, während durch den Multiplicator ein Strom geleitet und derselbe in verschiedene Entfernungen vom Magnet gebracht wurde, konnte der reducirte Radius desselben bestimmt werden (vgl. §. 783 Anm.). Eine in den Schliessungskreis eingeschaltete Tangentenboussole gestattete hierbei, etwaige Aenderungen der Stromintensität zu messen. — Nach diesen Bestimmungen konnte bei einer gegebenen Stellung des Multiplicators gegen den Magnetstab aus der Ablenkung des letzteren die Stromintensität in absolutem Maasse berechnet werden.

In den Schliessungskreis des Stromes wurde nun ein Stromunterbrecher und ein dünner Drath eingeschaltet, dessen Erwärmung bestimmt werden sollte. Dieser Drath war zwischen je zwei sehr dünnen kreisförmigen Ringen von 34^{mm} oder 51^{mm} Durchmesser von Elfenbein, welche durch drei Elfenbeinstäbe von 108^{mm} Länge von einander gehalten wurden, und in die im Kreise herum Löcher gebohrt waren, etwa wie die Seile auf einer Trommel zickzackförmig ausgespannt, so dass seine beiden Enden an zwei diametral gegenüberliegenden Stellen eines Ringes lagen. Diese Enden wurden an Dräthe gelöthet, welche dem zwischen den Ringen befindlichen Drath gleich waren, und letztere wieder an zwei dickere Kupferstäbe, welche in den Deckel eines Calorimeters eingesetzt waren und die Stromesleitung vermittelten.

Bei verschiedenen Versuchen wurden drei Kupferdräthe und drei Platindräthe benutzt, von denen die letzteren aus je drei, nebeneinander vom Strom durchflossenen Stücken bestanden. Ihre Widerstände wurden nach der Methode von Weber (§. 785) durch Vergleichung mit einem Widerstandsetalon in absolutem Maasse bestimmt. — Als Calorimeter wurden abwechselnd zwei cylindrische Gefässe von 62^{mm} Durchmesser und 130^{mm} oder 80^{mm} Höhe benutzt, auf welche ein kupferner Deckel geschraubt war. In denselben waren drei Glasröhren eingekittet, welche oberhalb wieder in eine Kupferplatte eingekittet waren, die auf ein zweites grösseres Gefäss von 210^{mm} Höhe und 150^{mm} Durchmesser geschraubt war. In die mittlere der drei Glasröhren war ein Thermometer eingesetzt, in die zwei anderen die Kupferdräthe, welche den im Calorimeter schwe-

benden Drath trugen. Das zweite Gefäss hing wiederum vermittelst zweier Arme in einem dritten Gefäss von 300^{mm} Höhe und 250^{mm} Durchmesser. Alle drei Gefässe waren mit Wasser, zuweilen auch mit Alkohol oder Terpentinöl gefüllt, welches das zweite Gefäss noch etwa 20^{mm} bis 30^{mm} hoch bedeckte.

Es wurde nun ein Strom durch den Drath im Calorimeter geleitet und die an dem Multiplicator abgelesene Intensität J desselben durch einen zugleich in dem Schliessungskreise befindlichen Rheostat constant erhalten. Zugleich wurde das Ansteigen der Temperatur des Calorimeters gemessen, und zu einer bestimmten Zeit der Schliessungskreis geöffnet. Eine Schwierigkeit ergab sich daraus, dass der Leitungswiderstand R der Dräthe und entsprechend die in ihm entwickelte und dem Calorimeter mitgetheilte Wärme W mit der Temperatur wächst. Bezeichnet man die Temperatur des Calorimeters zur Zeit t mit u, die Anfangstemperatur desselben mit u_0, so wird $W = \alpha\,(1 + \delta\,[u - u_0])$ zu setzen sein. Ferner giebt das Calorimeter an das umgebende Wasser, dessen Temperatur ϑ sei, eine Wärmemenge $\beta(u - \vartheta)$ ab, so dass das Ansteigen der Temperatur während der Zeit dt durch die Gleichung

$$\frac{du}{dt} = \alpha\,(1 + \delta\,[u - u_0]) - \beta\,(u - \vartheta)$$

gegeben ist. Diese Gleichung lässt sich integriren. Stellt man dann eine Reihe von Beobachtungen in gleichen Intervallen an, so kann man auch die in ihr vorkommenden Constanten eliminiren und die in dem Calorimeter erzeugte Wärmemenge bestimmen. Dies geschieht in Bezug auf β noch vollständiger, wenn man das Sinken des Thermometers im Calorimeter nach Unterbrechung des Stromes beobachtet.

Die in dem Calorimeter entwickelte Wärme W sollte nun stets dem Werth $\frac{1}{a}\,J^2 R$ entsprechen. Berechnet man indess $\frac{1}{a}$ aus den beobachteten Werthen W, J und R, so erhält man im Mittel aus sehr vielen Beobachtungen $\frac{1}{a} = 2{,}551 \,.\, 10^{-13}$, während die extremsten Werthe 2,409 und 2,784 sind. Hieraus ergiebt sich $a = 3919 \,.\, 10^9$, welche Zahl von dem auf die Einheit des Kraftmaasses bezogenen Arbeits-Aequivalent $a = 4155 \,.\, 10^9$ nicht allzu sehr abweicht. Berechnet man aus dem gefundenen Werth von a dasselbe Aequivalent in den gewöhnlichen Gewichtseinheiten, so ist es $\alpha = 399{,}7$, während es sich aus den zuverlässigsten Beobachtungen etwa gleich 423,55 ergiebt. — Es kommen also die Beobachtungen von **Icilius** wenigstens annähernd mit der theoretischen Berechnung überein.

809 Ausser der einfachen Erwärmung des Schliessungskreises nach dem **Joule**'schen Gesetz treten noch die besonderen, von **Peltier** beobachteten Erwärmungs- und Abkühlungserscheinungen an der Berührungsstelle heterogener Leiter auf, welche der Stromintensität direct proportional sind.

Bezeichnen wir daher die in absolutem elektromagnetischem Maass

gemessene elektromotorische Kraft mit E, die ebenso gemessene Stromintensität mit J, das mechanische Wärmeäquivalent mit a, und sind C und B Constante, so ist die in dem gesammten Schliessungskreis an den Contactstellen und in den homogenen Leitern erzeugte Wärme $-CJ+BJ^2$, wobei wir C negativ setzen. — Die dieser Wärme entsprechende Arbeit muss der durch die stromerregende Kraft gelieferten Arbeit gleich sein, welche letztere nach §. 806 gleich EJ ist. Es ist demnach

$$EJ = (-CJ + BJ^2)a,$$

oder

$$J = \frac{E + aC}{aB}.$$

Die Stromintensität ist also gerade so gross, wie wenn die elektromotorische Kraft $E + aC$, der Widerstand des Schliessungskreises aB wäre. In der That, wird an den Contactstellen die gesammte Wärmemenge C bei der Stromintensität Eins absorbirt, so muss sich diese in eine elektromotorische Kraft umsetzen, welche $F = aC$ ist und der ursprünglichen elektromotorischen Kraft entgegenwirkt [1]).

Am einfachsten gestalten sich diese Verhältnisse, wenn man die elek- 810
tromotorische Kraft selbst durch directe Wärmewirkung hervorruft, also den thermischen Vorgang in dem Schliessungskreise einer Thermokette betrachtet.

Haben wir einfach einen Kreis von zwei Metallen, z. B. Wismuth und Antimon, die an den beiden Enden α und β mit einander verlöthet sind, und erwärmen wir die Löthstelle α, so entsteht in Folge der daselbst auftretenden elektromotorischen Kraft E ein Thermostrom, der vom Wismuth durch die Löthstelle α zum Antimon fliesst. Wir können nun nicht nur allein annehmen, dass die Wärme die etwaige, zwischen den Metallen statthabende elektromotorische Kraft vermehrt und ihre Stellung in der Spannungsreihe ändert, denn dann würde nur die Gleichgewichtslage der Elektricitäten auf denselben sich ändern. Ein dauernder Strom könnte aber nicht erzeugt werden. Wir müssen daher annehmen, dass durch die Wärme selbst eine besondere elektrische Differenz E an der erwärmten Löthstelle entsteht, und durch dieselbe die Elektricitäten nach entgegengesetzten Richtungen getrieben werden. — Durch den entstehenden Thermostrom wird die Löthstelle β erwärmt und es entsteht hier auch eine bestimmte (positive oder negative) thermoelektromotorische Kraft E_1, die sich zu der Kraft E in α addirt. Ist R der gesammte Widerstand der Schliessung, so ist die Intensität des durch E und E_1 in der Schliessung hervorgebrachten Stromes:

$$J = -\frac{E + E_1}{R}.$$

1) Thomson, Phil. Mag. [4.] Vol. XI, p. 222. 1856.*

Dieser Werth erhält das negative Vorzeichen, da der Strom in entgegengesetzter Richtung fliesst, wie es die Ausgleichung der an den Löthstellen durch die Wärme von einander geschiedenen Elektricitäten durch die Löthstellen selbst bedingen würde.

Denken wir uns die Elektricitäten zu beiden Seiten der Löthstellen gelagert, so bringt der Strom bei dem Durchgang durch dieselben eine negative Arbeit hervor, welche in α gleich $-E\frac{E+E_1}{R}$, in β gleich $-E_1\frac{E+E_1}{R}$ ist. In dem übrigen Schliessungskreise ist in Folge der gewöhnlichen Erwärmung die Arbeit $\frac{(E+E_1)^2}{R}$.

Die Summe aller drei Werthe ist selbstverständlich nach dem ersten Gesetz der mechanischen Wärmetheorie gleich Null, da die Summe aller positiven und negativen Arbeit gleich Null sein muss. — Der durch die Erwärmung der Löthstelle α erzeugte Thermostrom hat eine solche Richtung, dass er für sich die Löthstelle α erkälten, β erwärmen würde. Denken wir uns die Löthstellen auf constante Temparaturen t_α und t_β erhalten, wo $t_\alpha > t_\beta$, so findet in der Thermokette ein beständiger Uebergang von Wärme von α zu β statt. — Wenden wir nun hiernach auf die Thermokette das zweite (Carnot'sche) Fundamentaltheorem der mechanischen Wärmetheorie an. Sind die Temperaturen der Löthstellen α und β nur sehr wenig von einander verschieden, also z. B. t und $t+dt$, so ist, wie bei jeder anderen vollkommenen thermodynamischen Maschine, die bei dem Uebergang der Wärme von der einen zur anderen Löthstelle geleistete (oder an ihnen selbst verlorene) Arbeit A gleich der Temperaturdifferenz dt multiplicirt mit der Menge der übergegangenen Wärme W und dividirt durch die Carnot'sche Function C, also:

$$A = \frac{W\,dt}{C} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (1)$$

Die an den Löthstellen verlorene Arbeit A ist in Summa $\frac{(E+E_1)^2}{R}$. Da nun aber die elektromotorische Kraft E eine Function von t ist, E_1 eine solche von $t+dt$ ist und gerade E entgegenwirkt, so werden wir $E_1 = -\left(E+\frac{dE}{dt}dt\right)$ setzen können. Dann ist die verlorene Arbeit auch

$$A = \frac{(E+E_1)^2}{R} = \frac{1}{R}\left(\frac{dE}{dt}\right)^2 dt^2 \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (2)$$

Die übergegangene Wärme W ist gerade so gross, wie die an der kälteren Löthstelle erzeugte Wärme. Da die daselbst geleistete Arbeit $-E\frac{E+E_1}{R}$ ist, so ist, wenn wiederum a das mechanische Wärmeäquivalent ist, die daselbst erzeugte Wärme $W = -\frac{E}{a}\cdot\frac{E+E_1}{R}$ oder gleich

$\frac{1}{aR} E \frac{dE}{dt} dt$. Somit ist beim Einsetzen in die Gleichung (1):

$$\frac{1}{R}\left(\frac{dE}{dt}\right)^2 dt^2 = \frac{1}{aR}\frac{E}{C}\frac{dE}{dt}dt^2,$$

d. i.:
$$\frac{dE}{E} = \frac{dt}{aC} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (3)$$

oder:
$$E = k e^{\int \frac{dt}{aC}}, \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (4)$$

wo k eine von der Natur der Metalle abhängige Constante ist. Bestimmen wir den Werth der Carnot'schen Function C als den Werth der durch das mechanische Wärmeäquivalent dividirten und vom absoluten Nullpunkt (-273^0) an gerechneten Temperatur t, also $C = \frac{t}{a}$, so erhalten wir:

$$\frac{dE}{E} = \frac{dt}{t} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (5)$$

$$E = \varepsilon t \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (6)$$

Es ist also die elektromotorische Kraft an jeder Löthstelle der Thermokette ihrer absoluten Temperatur direct proportional. Deshalb ist dann auch die elektromotorische Kraft einer aus zwei Metallen mit zwei Löthstellen gebildeten Thermokette der Temperaturdifferenz derselben entsprechend. — Dasselbe Resultat stimmt mit der Erfahrung überein, dass in einem geschlossenen Kreise von beliebig vielen Metallen $abcd\ldots l$ bei gleicher Temperaturerhöhung aller Löthstellen kein Strom entsteht. Ist nämlich bei einer beliebigen Temperatur die Summe der elektromotorischen Kräfte $E_{ab} + E_{bc} + E_{cd} + \cdots E_{la} = 0$, so ist, schon unabhängig von der zuletzt gegebenen Bestimmung der Carnot'schen Function, nach Gl. (4): $E_{ab} = k_{ab} f(t)$, $E_{bc} = k_{bc} f(t)$ u. s. w., also die Summe:

$$E_{ab} + E_{bc} + \cdots = (k_{ab} + k_{bc} + \cdots k_{la}) f(t) = 0,$$

eine Gleichung, welche bei allen Temperaturen t besteht. — Wir haben ferner nach Gl. (5): $\frac{dE}{dt} = \frac{E}{t}$. Ist bei zwei Thermoketten, deren eine Löthstelle auf dieselbe Temperatur t gebracht worden ist, die elektromotorische Kraft daselbst E und E_1, so verhält sich also

$$\frac{dE}{dt} : \frac{dE_1}{dt} = E : E_1,$$

so dass die Aenderungen der thermoelektromotorischen Kraft mit der Temperaturerhöhung der elektromotorischen Kraft E bei der Anfangstemperatur t direct entsprechen. Damit stimmt überein, dass die an der nicht erwärmten Löthstelle auftretende (Peltier'sche) Temperaturänderung, welche der daselbst stattfindenden Vermehrung der elektromotorischen Kraft proportional ist, bei den Metallen am bedeutendsten ist, welche bei der Erwärmung ihrer Löthstelle die stärksten Thermoströme geben [1]).

[1]) Clausius, Pogg. Ann. Bd. XC, S. 513. 1853.*

811 In einer etwas abweichenden Art kommt Thomson zu demselben Resultate.

Thomson[1]) bedient sich dabei einer anderen Form des Ausdruckes des Carnot'schen Theorems, welche sich leicht nach obigen Angaben ergiebt. Bezeichnen t und t_1 die Temperaturen der Wärmequelle und Abkühlungsstelle einer vollkommenen thermodynamischen Maschine, welche, wie die Thermokette, das Maximum der Arbeit bei den betreffenden Temperaturveränderungen liefert, sind H_t und H_{t1} die an jenen Stellen bei der Arbeit der Maschine in der Zeiteinheit eingenommenen und abgegebenen (positiven oder negativen) Wärmemengen, so ist $\frac{H_t}{t} + \frac{H_{t1}}{t_1} = 0$. Auch wenn mehrere Erwärmungs- und Abkühlungsstellen vorhanden sind, so ist stets $\sum \frac{H_t}{t} = 0$.

Sind zwei Metalle an zwei Stellen verlöthet, welche die absoluten Temperaturen t und t_1 erhalten, so sei die an diesen Löthstellen verbrauchte und entwickelte Wärme T und T_1. Dann hat man die durch diese Wärmeänderungen erzeugte elektromotorische Kraft:

$$F = a(T_1 - T) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

wo a das mechanische Wärmeäquivalent ist. Nach dem Carnot'schen Prinzip ist dann

$$\frac{T_1}{t_1} - \frac{T}{t} = 0 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

Ist t_1 von t sehr wenig verschieden, dass $t_1 = t + dt$ zu setzen ist, so ist auch $T_1 = T + \frac{dT}{dt} dt$. Bei Einführung dieser Werthe in (1) und (2) ergiebt sich:

$$F = a\frac{dT}{dt}dt, \quad \frac{dT}{T} = \frac{dt}{t}, \text{ also } T = const.\, t; \quad F = a\frac{T}{t}dt = const.\, a\,.\,dt.$$

Die elektromotorische Kraft an jeder Löthstelle, welche gleich aT ist, ist also wiederum der absoluten Temperatur derselben, und die gesammte elektromotorische Kraft an beiden Löthstellen der Differenz dt ihrer Temperaturen proportional. — Eine Verification der Gleichung $F = a\frac{T}{t}dt$ wäre von Wichtigkeit, insofern sie eine Beziehung der Wärmemenge T zu der absoluten Temperatur t ergäbe. Man müsste zu diesem Zweck die elektromotorische Kraft F eines Thermoelementes in absolutem Maass messen, während seine Löthstellen eine geringe Temperaturdifferenz dt erhielten, und dann beim Durchleiten eines Stromes von bekannter Intensität durch dasselbe die an der Löthstelle erzeugte Wärmemenge T bestimmen. Hätten wir T und t bestimmt, so würden wir daraus die Wärmemenge finden, welche zur Erzeugung eines Stromes von der Intensität Eins bei verschiedenen Temperaturen erforderlich ist.

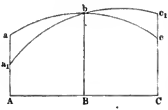
[1]) Thomson, Phil. Mag. [4.] Vol. XI, p. 214 u. 281. 1856.*

Diese Gesetze behalten indess nur so lange ihre Richtigkeit, als die Temperaturänderungen der Löthstellen eine gewisse Grösse nicht überschreiten. Wie wir Thl. I, §. 416 und flgde. erwähnt haben, kann bei bedeutenden Temperaturerhöhungen die thermoelektromotorische Kraft zwischen gewissen Metallen, z. B. Eisen und Kupfer, Zink und Silber u. s. w. sogar ihre Richtung ändern. Wir können dann die Richtigkeit des Carnot'schen Gesetzes bei den thermoelektrischen Erscheinungen nur beibehalten, wenn wir annehmen, dass in den einzelnen Metallen selbst, wenn verschiedene Stellen derselben ungleich warm sind, eine thermoelektrische Erregung auftrete, und beim Durchleiten des Stromes das Peltier'sche Phänomen sich herstellen könne. 812

Die einfachste Erklärung des Grundes hiervon ist die, dass mit der Erhöhung der Temperatur bei einzelnen Metallen die Molecularstructur sich ändert, und sie in der thermoelektrischen Reihe sich dann wie ein neues Metall verhalten. — Wir wissen aber aus den Thl. I, §. 426 und flgde. angeführten Resultaten, welchen Einfluss die Härte auf die thermoelektrische Stellung der Metalle hat. In einem Kreise aus Kupfer und Eisen würde daher, wenn wir annehmen, dass die Metalle mit Erhöhung der Temperatur weicher werden, bei starker Erwärmung der einen Löthstelle die Reihenfolge der einander berührenden Metalle: weiches Kupfer, weiches Eisen, hartes Eisen, hartes Kupfer, weiches Kupfer sein, von deren Berührungsstellen die erste die heisseste, die dritte die kälteste wäre. — Es ist damit durchaus noch nicht nöthig, dass jede Temperaturänderung an und für sich in den Metallen ihre Molecularstructur in der Weise ändere, dass sie eine andere thermoelektrische Stellung einnehmen. In der That bemerken wir, dass die Abweichungen von den normalen thermoelektrischen Gesetzen mit zunehmender Temperatur meist erst sehr langsam, dann aber schneller eintreten [1]).

Thomson (l. c.) nimmt dagegen an, dass beim Uebergang eines Stromes von einer heisseren zu einer kälteren Stelle eines Metalles oder in umgekehrter Richtung je nach der Natur desselben direct Wärme erzeugt werde. Indem so die kälteren Stellen erwärmt werden sollen, kommt er zu den Thl. I, §. 493 mitgetheilten Sätzen, wonach in einem an beiden Enden ungleich erwärmten Kupferstab der positive Strom, in einem Eisenstab der negative Strom der Elektricität die Wärme mit sich fortführe. Denn denken wir uns einen Metallstab ABC, Fig. 368, in dem Punkt B erhitzt, in A und C abgekühlt, so wird die die Wärmevertheilung bezeichnende Curve etwa abc sein.

Fig. 368.



1) Vergl. Clausius l. c.

Wird nun ein Strom von A nach C durch den Stab geleitet, der beim Uebergang von wärmeren zu kälteren Theilen desselben z. B. Wärme, bei umgekehrter Richtung Kälte erzeugt, so ändert sich die Curve der Wärmevertheilung etwa in $a_1 b c_1$ nm; wie wenn der Strom die Wärme in der Richtung von A nach C mitgeführt hätte. Das Entgegengesetzte würde geschehen, wenn der Strom beim Uebergang von kälteren zu wärmeren Theilen Wärme erzeugte [1]). — Ist unter dieser Annahme die Temperatur zweier benachbarter Stellen eines Metalles t und $t + dt$, so ist die durch einen Strom von der Intensität J beim Durchgang durch diese Stellen in der Zeiteinheit erzeugte Wärme gleich $J\sigma dt$ zu setzen, wo σ eine von der Natur des betreffenden Metalles abhängige positive oder negative Constante ist. Thomson bezeichnet den Werth σ, also die in der Zeiteinheit bei der Temperaturdifferenz von einem Grad durch einen Strom von der Intensität Eins erzeugte Wärme mit dem Namen: „specifische Wärme der Elektricität in den verschiedenen Metallen“.

Haben wir, wie im §. 810, einen Kreis von zwei, an zwei Stellen verlötheten Metallen A und B, für welche der Werth σ gleich σ_1 und σ_2 ist, so werden unter Beibehaltung der dort gewählten Ausdrücke die Gleichungen (1) und (2) sich umändern in

$$F = a\,(T - T_1) - a\left(\int_t^{t_1} \sigma_1 dt + \int_{t_1}^{t} \sigma_2 dt\right)$$

$$\frac{T}{t} - \frac{T_1}{t_1} - \left(\int_t^{t_1} \frac{\sigma_1}{t} dt + \int_{t_1}^{t} \frac{\sigma_2}{t} dt\right) = 0$$

Ist wiederum t_1 nur um dt von t verschieden, so geben diese Ausdrücke:

$$F = a\left(\frac{dT}{dt} + \sigma_1 - \sigma_2\right) dt$$

$$\frac{d\left(\frac{T}{t}\right)}{dt} + \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{t} = 0 \text{ oder } \sigma_1 - \sigma_2 = \frac{T}{t} - \frac{dT}{dt}$$

und aus beiden folgt dieselbe Gleichung wie in §. 811:

$$F = a\,\frac{T}{t}\,dt.$$

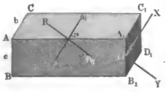
Wir haben indess schon Th. I, §. 493 angeführt, dass wir den zum Nachweis der Fortführung der Wärme in den Metallen angestellten Versuchen von Thomson keine ganz allgemeine Beweiskraft beilegen möchten. Dieselben könnten ohne Annahme der specifischen Wärme der Elektricität sehr wohl dadurch erklärt werden, dass, wie wir oben erwähnt, die Metalle bei höheren Temperaturen ihre Molecularstructur ändern, und

[1]) Vergl. auch Verdet, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. LIV, p. 120. 1858.*

so beim Durchgang des Stromes von heisseren zu kälteren Stellen derselben Wärme- und Kälteerzeugungen auftreten, die ganz denselben Phänomenen an den Contactstellen heterogener Metalle entsprechen.

Von denselben Betrachtungen weitergehend, berechnet Thomson [1]) die thermoelektrischen Verhältnisse krystallischer Körper. Wir wollen hier nur 813
das Verhalten solcher Körper betrachten, die eine vorherrschende Symmetrieaxe haben, wie z. B. Wismuthstangen. — Es sei $ABCDA_1B_1C_1D_1$ eine solche parallelepipedische Stange, deren Kanten $AB = b$, $AC = c$, $AA_1 = l$ seien. Ihre Spaltungsrichtung sei parallel OY, ihre auf derselben verticale Symmetrieaxe OX, welche parallel der Ebene AA_1BB_1 liege. Es mag die elektromotorische Kraft einer nach der Richtung OX

Fig. 369.



aus einem Stücke Wismuth geschnittenen Stange gegen eine an ihr Ende gelöthete Stange eines Metalles M gleich ϑ, die einer nach der Richtung OY geschnittenen Stange gleich φ sein. Die Stange ABC_1D_1 sei nun ganz vom Metall M umgehen, und durch die ganze Masse werde ein Strom von der Intensität I in der Richtung AA^1 geleitet, mit welcher die Axe OX den Winkel ω mache. Die Dichtigkeit des Stromes oder seine Intensität in jeder Einheit des Querschnittes der Stange ist dann

$$i = \frac{I}{cb} \cdot \qquad (1)$$

Wir können uns den Strom in der Einheit des Querschnittes in der Stange und dem umgebenden Metall an einem Punkt P ihrer Grenzfläche in zwei Componenten $a_l P a_l$ und RPR_l parallel OX und OY zerlegen, deren Gesammtintensität $i \cos\omega$ und $i \sin\omega$ ist. Da dieselben durch die im Winkel ω gegen OX geneigte Fläche AA_1CC_1 fliessen, so wird ihre Intensität auf der Einheit dieser Fläche sein $i \sin\omega\cos\omega$ und $i\cos\omega\sin\omega$.

Ist das mechanische Wärmeäquivalent gleich a, so wird in Folge des in entgegengesetzter Richtung erfolgenden Durchganges dieser Stromescomponenten auf der Einheit jener Grenzfläche die Wärmemenge $-\frac{i}{a}\cos\omega\sin\omega . t(\vartheta - \varphi)$ absorbirt (oder erzeugt) werden, wo t die Temperatur der Grenzfläche ist. Diese Wärmemenge wird auf der Einheit der Oberfläche von AA_1CC_1 absorbirt; da die Grösse dieser Fläche gleich cl ist, so ist die gesammte auf ihr absorbirte Wärme, der eine gleiche auf BB_1DD_1 erzeugte Wärmemenge entspricht:

$$(T) = \frac{1}{a} icl\cos\omega\sin\omega . t(\varphi - \vartheta) = \frac{1}{a} I \frac{l}{b}\cos\omega\sin\omega . t(\varphi - \vartheta) \quad . \ (2)$$

[1]) Thomson, Phil. Mag. [4.] Vol. XI, p. 379 u. 433. 1856.

An den Flächen $ABCD$ und $A_1B_1C_1D_1$, wo der Strom gleichfalls aus dem Metall M in die Stange ein- und austritt, werden ebenso die Wärmemengen

$$(\Pi) = \frac{1}{a} It(\vartheta \cos^2\omega + \varphi \sin^2\omega)$$

erzeugt und absorbirt.

Werden nun die Seitenflächen der Stange beim Hindurchleiten des Stromes I auf den Temperaturen t und t_1, und die Temperaturen der Enden $ABCD$ und $A_1B_1C_1D_1$ gleich und constant erhalten, sind ferner die an den Seitenflächen erzeugten und absorbirten Wärmemengen (T) und (T_1), dieselben an den Endflächen gleich $\pm(\Pi)$, so haben wir die Gleichungen

$$a[(T) - (T_1)] = F$$

$$\frac{(T)}{t} - \frac{(T_1)}{t_1} = 0$$

wo F die in der Richtung AA_1 wirkende elektromotorische Kraft bezeichnet, welche durch die Temperaturänderung der Seitenflächen erzeugt wird, und die Werthe (T) und (T_1) durch die Ausdrücke aus der Gleichung (2) ersetzt werden. Die an den Enden erzeugten und verlorenen Wärmemengen (Π) verschwinden hier, da sie gleich und entgegengesetzt sind. Ist t_1 von t nicht sehr verschieden, so dass wir $t_1 = t + dt$ setzen, so erhalten wir, wie in §. 812

$$F = a\,\frac{(T)}{t}dt.$$

Ist die Temperaturdifferenz dt grösser, so erhalten wir den Werth F durch Integration dieses Ausdruckes innerhalb der gegebenen Temperaturgrenzen.

Denken wir uns nun, während die beiden Seitenflächen AA_1CC_1 und BB_1DD_1 der Stange auf den Temperaturen t und t_1 erhalten werden, die Enden $ABCD$ und $A_1B_1C_1D_1$, welche auf der constanten Temperatur t erhalten werden, mit einem Galvanometer verbunden, so wird umgekehrt durch die elektromotorische Kraft F, welche in der Richtung der Länge AA_1 der Stange wirkt, ein Strom entstehen, dessen Intensität nach Berechnung der Widerstände leicht zu finden ist.

Sind die Enden $ABCD$ und $A_1B_1C_1D_1$ dagegen auf die Temperaturen t und t_1 gebracht, und werden die Seitenflächen auf einer constanten Temperatur erhalten, so findet man ebenso die dadurch erzeugte elektromotorische Kraft:

$$F_I = a\,\frac{(\Pi)}{t}\,dt$$

$$\text{wo } (\Pi) = \frac{t}{a}(\vartheta \cos^2\omega + \varphi \sin^2\omega) \text{ ist.}$$

Bei diesen Formeln fügt **Thomson** stets noch ein Glied hinzu, wel-

ches die etwaige Wärmeentwickelung durch den Strom im Innern der ungleich erwärmten Metalle selbst darstellt. Wir haben uns schon über die Bedeutung desselben in §. 812 ausgesprochen. — In Betreff des Verhaltens der Metalle mit drei ungleichen Axen verweisen wir auf die Originalabhandlung.

Wir behandeln nun die chemischen Wirkungen im Schliessungskreise. — Denken wir uns zunächst in den Stromkreis eines bewegten Leiters, in dem durch magnetische Wirkungen ein Strom von der elektromotorischen Kraft E inducirt wird (§. 806), ein beliebiges galvanisches Element, z. B. eine Daniell'sche Kette, so eingeschaltet, dass sein Strom dem des bewegten Leiters entgegenwirkt. Ist dann die elektromotorische Kraft E der Kette gleich der im Leiter inducirten, so findet weder eine Wärmeentwickelung, noch ein chemischer Process im Schliessungskreise statt. Die Arbeit, welche auf die Erzeugung eines solchen in dem Element verwendet werden sollte, wird also gerade durch eine äquivalente Arbeitsmenge compensirt, welche in dem Elemente durch die chemischen Processe erzeugt werden würde, wenn dasselbe für sich einen Strom durch den Schliessungskreis schickte. Wenn die bei der Erzeugung eines Stromes von der Intensität I in dem Element aufgelöste Zinkmenge z. B. $z \, . \, I$ (wo z das elektrochemische Aequivalent des Zinks ist) und die in demselben hierbei producirte Wärmemenge gleich zIw ist, so würde die hierdurch erzeugte Arbeit $zIwa$ sein. Die durch den bewegten Leiter in seinem Schliessungskreise erzeugte Arbeit ist aber nach §. 806 $A = IE$. Dann ist also $A = zIwa = IE$, d. i. 814

$$E = zwa.$$

Die elektromotorische Kraft eines Elementes ist also in absolutem elektromagnetischem Maasse gleich dem mechanischen Aequivalent der in der Zeiteinheit in demselben bei der Einheit der Stromintensität stattfindenden chemischen Action [1]).

Wir wollen den Werth zw, also die bei der Auflösung des elektrochemischen Aequivalentes Zink erzeugte Wärmemenge, welcher die elektromotorische Kraft E proportional ist, mit dem Namen des „thermoelektrischen Aequivalentes" des Zinks bezeichnen.

Die soeben ausgesprochenen Beziehungen sind mehrfach geprüft 815
worden.

So hat Joule [2]) durch directe Versuche gefunden, dass die in einem Daniell'schen Element bei der Auflösung von 1 Grm. Zink entwickelte gesammte Wärmemenge $w = 769$ Wärmeeinheiten beträgt (769 Grm. Wasser um 1°C. erwärmen kann).

---

[1]) Thomson, Phil. Mag. [4.] Vol. II, p. 429 u. 551. 1851. — [2]) Vergleiche Thomson l. c.

Das elektrochemische Aequivalent des Zinks ist $z = 0,03358$ Milligramm, also die elektromotorische Kraft der Daniell'schen Kette:

$$E_d = zwa = 0,03358 \,.\, 769 \,.\, 4155 \,.\, 10^9 = 10730 \,.\, 10^7,$$

welcher Werth von dem direct von Bosscha (§. 792) gefundeneu, $10258 \,.\, 10^7$, nicht allzusehr abweicht. — Ebenso haben Favre und Silbermann gefunden, dass 1 Grm. Zink bei der Ausfällung von Kupfer aus Kupfervitriollösung eine Wärmemenge von 714 Wärmeeinheiten entwickelt. Dieses ist aber im Wesentlichen der in der Daniell'schen Kette vorgehende chemische Process, nur dass hier die Ausfällung des Kupfers nicht an derselben Stelle erfolgt, wie die Auflösung des Zinks. — Berechnet man aus dieser Zahl, wie oben, die elektromotorische Kraft der Daniell'schen Kette, so erhält man mit Zugrundelegnng des aus Weber's elektrochemischem Aequivalent des Wassers berechneten elektrochemischen Aequivalente des Zinks $z = 0,03388$ Milligramm

$$E_d = 0,03388 \,.\, 714 \,.\, 4155 \,.\, 10^9 = 10055 \,.\, 10^7.$$

Dieser Werth stimmt noch hesser mit dem von Bosscha gefundenen überein; da wohl Favre und Silbermann's Bestimmungen genauer sind, als die Messungen von Joule [1]).

Man ersieht zugleich aus diesen Berechnungen, dass man, wie wir schon Thl. I, §. 484 andeuteten, bei der Bestimmung der elektromotorischen Kraft die ganze Summe der chemischen Processe in der Kette betrachten muss, also in der Daniell'schen Kette die Auflösnng des Zinks zu schwefelsaurem Zinkoxyd und die dagegen wirkende Abscheidung des Kupfers aus der Lösung von schwefelsaurem Kupferoxyd. Durchaus unrichtige Resultate würde man erhalten, wenn man nur die Oxydation des Zinks zu Zinkoxyd und die entgegenwirkende Reduction des Kupfers aus Kupferoxyd als Ursache der elektromotorischen Kräfte betrachtete, die

[1]) Wir wollen noch die elektromotorische Kraft der Daniell'schen Säule vergleichen mit der einer Magnetelektrisirmaschine [1]), welche aus einer verticalen kreisförmigen Metallscheibe besteht, die um eine horizontale, in der Richtung des magnetischen Meridians liegende Axe rotirt, und deren Centrum und Peripherie durch einen Drath mit einander verbunden sind. Der Radius der Scheibe sei r, ihre Winkelgeschwindigkeit φ, die Zahl ihrer Umdrehungen in der Secunde n, die horizontale Componente des Erdmagnetismus sei T.

Ist dann ein Element des zum Berührungspunkt der Peripherie mit dem ableitenden Drath führenden Radius $d\varrho$ im Abstande ϱ vom Mittelpunkt gelegen, so ist die bei der Drehung der Scheibe inducirte elektromotorische Kraft

$$E_s = T \int_0^r \varphi\, \varrho\, d\varrho = \frac{1}{2}\, r^2 T \varphi = r^2 T n \pi.$$

Ist der Radius der Scheibe $r = 100^{mm}$, $T = 1,8$, so ist $E_s = 56547\, n$. Dreht sich die Scheibe in der Secunde einmal herum, so ist also die inducirte elektromotorische Kraft $E_s = 56547$, d. h. nur $\frac{56547}{10730.10^7} = \frac{1}{1898000}$ von der der Daniell'schen Kette [2]). — [1]) Vergl. Faraday, Exp. Res. Ser. II, §. 154.* — [2]) Vergl. Thomson, Phil. Mag. [4.] Vol. II, p. 436. 1851.*

Auflösung des ersteren und die Abtrennung des letzteren von der Säure aber nicht als wirksam ansähe.

Durch analoge Betrachtungen kann man die elektromotorische Kraft anderer Combinationen berechnen, wenn die chemischen Processe in denselben und die dabei stattfindenden Wärmeentwickelungen bekannt sind. 816

So erklärt sich auch unmittelbar das verschiedene elektromotorische Verhalten der Amalgame [1]). Dient ein Metall als positive Erregungsplatte in einer mit verdünnter Säure geladenen Kette, so muss es bei der Auflösung in der Säure in den flüssigen Zustand übergeführt werden, wozu eine bestimmte Wärmemenge W verbraucht wird, welche sich von der, der elektromotorischen Kraft äquivalenten Verbindungswärme des Metalls mit dem elektronegativen Bestandtheil und der Säure subtrahirt. Ist das Metall amalgamirt, so ist es schon verflüssigt; dagegen tritt aber auch bei seiner chemischen Verbindung mit dem Quecksilber eine bestimmte Wärmemenge W_l auf. Der Unterschied der bei der Lösung des reinen und des amalgamirten Metalles in der Säure erzeugten und der jedesmaligen elektromotorischen Kraft äquivalenten Wärmemenge ist demnach $W - W_l$. Je nachdem nun W grösser oder kleiner als W_l ist, wird die elektromotorische Kraft des Amalgams grösser oder kleiner als die des Metalls, oder jenes elektropositiver oder elektronegativer als letzteres sein. Der erste Fall trifft, wie Poggendorff (Thl. I, §. 19) gefunden und später Gaugain [2]) bestätigt hat, beim Zinkamalgam, der letzte beim Cadmiumamalgam ein. — Analog zeigt sich, wenn man Zink- und Cadmiumfeilspäne in Quecksilber löst, im ersten Falle eine Temperaturerniedrigung, im zweiten eine Temperaturerhöhung, indem die latente Schmelzwärme W des Cadmiums zu der des Zinks sich wie 13,66 : 28,13 verhält, die bei der Verbindung mit dem Quecksilber erzeugten Wärmen W_l in beiden Fällen aber wohl nur wenig von einander differiren.

Beim Eisen ist die latente Schmelzwärme wahrscheinlich noch bedeutender, sein Amalgam deshalb ebenfalls positiver als das Metall selbst. Wie Zink verhalten sich Zinn und Blei. Dagegen entwickelt sich bei der Auflösung von Kalium und Natrium im Quecksilber eine bedeutende Wärmemenge; die Amalgame sind elektronegativ gegen die reinen Metalle.

Analog verhält sich gehärteter Stahl negativ gegen ungehärteten Stahl, da zur Ueberwindung der Cohäsion des ersteren eine grössere Arbeit erforderlich ist, als bei letzterem, und diese Arbeit für die Erzeugung der elektromotorischen Kraft verschwindet.

Wir haben schon Thl. I. §. 483 erwähnt, dass, welches auch der Schliessungskreis einer Säule sei, die in demselben entwickelte Wärme- 817

[1]) J. Regnauld, Compt. rend. T. LI, p. 778. 1860;* T. LII, p. 533. 1861.* —
[2]) Gaugain, Compt. rend. T. XLII, p. 430. 1856.*

menge genau der in der Säule durch die daselbst stattfindenden chemischen Processe erzeugten Wärmemenge gleich ist, und dass dieser Satz sowohl für einen durch ein einzelnes Element, als auch durch eine Säule erzeugten Strom gilt. Hat man z. B. durch Einschaltung von verschiedenen Widerständen die Stromintensitäten J_g und J_d in dem Schliessungskreise zweier Elemente von verschiedener elektromotorischer Kraft E_g und E_d, z. B. eines Grove'schen und Daniell'schen Elementes gleich gemacht, so werden in zwei gleichen, in beiden Schliessungskreisen befindlichen Dräthen gleiche Wärmemengen in gleichen Zeiten entwickelt, wie man leicht durch Einfügung der Dräthe in ein Luft- oder Weingeistthermometer beobachten kann [1]. Da die Gesammtwiderstände R_g und R_d des Schliessungskreises sich umgekehrt wie die elektromotorischen Kräfte verhalten, so sind also auch die in denselben entwickelten gesammten Wärmemengen W_g und W_d den letzteren proportional. Es ergiebt sich dies unmittelbar aus den Formeln:

$$J_g = \frac{E_g}{R_g} = J_d = \frac{E_d}{R_d}, \text{ also}$$

$$W_g : W_d = J_g^2 R_g : J_d^2 R_d = E_g : E_d.$$

Da nun auch die elektromotorischen Kräfte dem mechanischen Aequivalent der thermischen Wirkungen der chemischen Processe in den Elementen entsprechen, so wird hier wiederum bei beiden Elementen durch einen Strom gewissermassen nur die in denselben erzeugte Wärme in dem ganzen Schliessungskreise vertheilt.

Es folgt dann auch unmittelbar aus der Formel $W = J \cdot E$, dass mit Verkleinerung des Widerstandes des Schliessungskreises der Säule, also mit wachsendem J bei gleichbleibender elektromotorischer Kraft, die in demselben entwickelte gesammte Wärmemenge bis ins Unendliche wachsen kann, indem gleichmässig die Intensität, also auch der in der Säule vor sich gehende chemische Process, zunimmt. In einem einzelnen, in den Schliessungskreis eingefügten Leiter von Widerstand r wird indess ein Maximum der Wärmeentwickelung eintreten. Die in demselben erzeugte Wärmemenge ist nämlich $w = J^2 r = \frac{E^2}{(R + r)^2} r$, wo R der Widerstand der unveränderlichen Schliessung ist. Hier erreicht aber w ein Maximum, wenn $R = r$ ist, also $J = \frac{E}{2r}$. Poggendorff hat dieses Maximum auch nachgewiesen, als er in den Schliessungskreis einer Grove'schen Kette, dessen Widerstand gleich 18,12 Einheiten des Rheostatendrathes war, drei Platindräthe von den Widerständen 9,06; 18,12; 27,18 einfügte. Diese Dräthe befanden sich in einem Thermometer von der Thl. I, §. 470 beschriebenen Construction. Die Temperaturerhöhungen desselben in gleichen Zeiten entsprachen den Zahlen 28, 34,1 und 30,8.

[1] Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. LXXIII, S. 337. 1848.*

So wird sich der Vorgang gestalten, wenn das Element nur eine metallische Schliessung hat. Sind in seinen Schliessungskreis aber Elektrolyte eingefügt, die durch den Strom zersetzt werden, so wird aus dem Schliessungskreise ein Theil der Wärme verschwinden, welcher der bei der Zersetzung gebrauchten Arbeit entspricht und gleich ist der Wärmemenge, welche bei der Wiedervereinigung der durch die Elektrolyse von einander getrennten Ionen entwickelt würde. 818

Diesen Satz hat Favre[1]) an einem einfachen Beispiel dargelegt. Er brachte in der mit Quecksilber gefüllten, 4 Liter haltenden Kugel seines Calorimeters sichen unten geschlossene Röhren an. In fünf derselben wurden fünf mit verdünnter Säure gefüllte und hintereinander verbundene Elemente aus Platten von amalgamirtem Zink und platinirtem Platin oder von Cadmium und Silber eingesetzt. In die sechste Röhre wurde ein Voltameter eingelegt. Die in den Elementen und in dem Voltameter entwickelten Gase wurden in darüber gestellten, umgekehrten Reagirgläsern aufgefangen. Die Ausdehnung des Quecksilbers im Calorimeter ergab folgende Wärmemengen während der Auflösung von 1 Aeq. Zink in allen 5 Elementen zusammen:

1) Säule ohne Voltameter geschlossen 18796 Cal.
2) Säule mit Voltameter geschlossen 11769 Cal.

Die erste Wärmemenge ist genau gleich derjenigen, welche bei directer Auflösung des in der Säule verbrauchten Zinks in verdünnter Säure frei geworden wäre. Der Unterschied des bei dem zweiten Versuch erhaltenen Werthes von jenem (18796 — 11769 = 7027) ist fast völlig gleich der Wärmemenge, welche zur Zersetzung des Wassers in dem Voltameter ($^1/_5$ Aeq.) verwendet werden musste. Da die Verbindungswärme von 1 Aeq. Wasserstoff mit 1 Aeq. Sauerstoff gleich 34460 ist, so hätte dieselbe 6892 sein müssen.

Bei einem anderen Versuch wurde das Voltameter mit Kupfervitriollösung gefüllt. Auf der einen Elektrode entwickelte sich Sauerstoff, an der anderen schied sich Knpfer ab.

Die während der Auflösung von 1 Aeq. Zink in der Säule erzeugte Wärmemenge betrug 12728 Cal. Addiren wir hierzu die bei der Zersetzung von $^1/_5$ Aeq. $CuO.SO_3$ verbrauchte Wärmemenge (5921), so erhalten wir wiederum nahezu die ganze in der Säule ohne Einschaltung der Knpferlösung erzeugte Wärmemenge (18649).

Wird nach Abscheidung des Kupfers im Voltameter die Richtung des dasselbe durchfliessenden Stromes umgekehrt, so löst sich das an der einen Elektrode abgesetzte Kupfer auf, und eine äquivalente Menge Kupfer schlägt sich auf der anderen Elektrode nieder. Die bei beiden Processen stattfindenden Wärmewirkungen heben sich auf. In der That ergab sich nun die während der Auflösung von 1 Aeq. Zink im Schliessungskreise erzeugte Wärmemenge gleich 18702.

Fügt man in den Schliessungskreis einer Säule andere Elektrolyte

1) Favre, Compt. rend. T. XXXIX, p. 1212. 1854.*

ein, bestimmt die Wärmemenge W in dem Zersetzungsapparat und subtrahirt von derselben die in letzterem als Leiter nach dem Joule'schen Gesetz entwickelte Wärme W_l, so kann man die bei der Trennung der Ionen voneinander verbrauchte, oder, was dasselbe ist, die bei ihrer Verbindung erzeugte Wärme bestimmen.

So hat z. B. Joule[1]) Kupfervitriollösung zwischen einer negativen Elektrode von Kupfer und einer positiven von Platin zersetzt und das Ansteigen der Temperatur T der Flüssigkeit dabei bestimmt. Um die specifische Wärme der letzteren zu eliminiren, wurde sodann in sie eine mit Quecksilber gefüllte spiralförmige Glasröhre von bekanntem Widerstand gelegt und durch diese ein Strom von bestimmter Intensität geleitet. Da man die in dem Glasrohre entwickelte Wärmemenge kannte, konnte auch die dem Ansteigen T der Temperatur der Zersetzungszelle hierbei entsprechende Wärmemenge bestimmt werden; also aus dem Werthe T umgekehrt die bei der Elektrolyse in der Flüssigkeit entwickelte Wärmemenge W berechnet werden. Da der Widerstand der Flüssigkeit bekannt war, war auch W_l zu berechnen. Es ergab sich die bei der Abscheidung von 1 Grm. Kupfer aus Kupfervitriollösung verbrauchte Wärme gleich 829 Wärmeeinheiten, welche der Verbindung von $Cu + O + SO_3$ entsprechen. Da bei der Auflösung einer Menge Kupferoxyd, welche 1 Grm. Kupfer äquivalent ist, in Schwefelsäure 236 Wärmeeinheiten erzeugt werden, so wäre mithin die Verbrennungswärme von 1 Grm. Kupfer $Cu.O = 593{,}6$ (statt 683,9 nach Favre und Silbermann[2]). — Bei entsprechenden Versuchen mit Zinkvitriol ergab sich die bei der Verbrennung von 1 Grm. Zink entwickelte Wärmemenge $1563 - 378 = 1185$ (statt 1292,75 nach Favre und Silbermann). Bei der Zersetzung von Wasser zwischen Platinelektroden findet Joule die Verbrennungswärme von 1 Grm. Wasserstoff ebenso gleich 33557 (statt 34462 nach Favre und Silbermann).

Aehnliche Bestimmungen, welche indess für die Lehre vom Galvanismus kein specielles Interesse darbieten, könnten leicht für andere Elektrolysen ausgeführt werden.

819 Wir wollen jetzt die einzelnen Vorgänge bei der Elektrolyse näher betrachten, wenn durch die Abscheidung der Ionen eine Polarisation auftritt[3]). Ist die ursprüngliche Intensität des durch die Zersetzungszelle geleiteten Stromes gleich J, der Widerstand des Schliessungskreises gleich r, so ist die in demselben in der Zeiteinheit entwickelte Wärmemenge gleich $\frac{1}{a} rJ^2$ (wo a das mechanische Wärmeäquivalent ist), während sich gleichzeitig in der Säule die Zinkmenge (in Aequivalenten) αJ löst. Wir nehmen hierbei die Intensität des Stromes als Eins, die in der Zeiteinheit α Aequivalente Zink aus Zinkvitriol abscheidet. Entsteht in dem in den Schliessungskreis eingeschalteten Zersetzungsapparat eine Polarisation, durch welche die

[1]) Joule, Phil. Mag. [4.] T. III, p. 481. 1852.* — [2]) Vergl. Favre und Silbermann, Ann. de Chim. et de Phys. [3.] T. XXXVII, p. 441. 1853.* — [3]) Vergl. Koosen, Pogg. Ann. Bd XCI, S. 525. 1854.*

Stromintensität auf i, die Zahl der in der Zeiteinheit gelösten Aequivalente Zink auf αi reducirt wird, so ist die nun im Schliessungskreise entwickelte Wärme $\frac{1}{a} r i^2$, und nebenbei wird bei der Abscheidung von αi Aequivalenten der Ionen des Elektrolytes eine Wärmemenge W absorbirt. Die gesammte, bei der Auflösung von einem Aequivalent Zink geleistete Arbeit oder erzeugte Wärme muss aber in den beiden Fällen gleich sein, also

$$\frac{1}{a} \frac{rJ^2}{\alpha J} = \frac{W + \frac{1}{a} r i^2}{\alpha i}, \text{ d. h. } W = \frac{1}{a} r(J-i)i.$$

Dies ist also die durch die Abscheidung der Ionen im Schliessungskreise verlorene Wärme. Durch diese Abscheidung werden aber die Elektroden polarisirt, und die elektromotorische Kraft der Polarisation ist $p = r(J-i)$. Wird nun der Zersetzungsapparat für sich durch einen Drath geschlossen, und ist der Widerstand der neuen Schliessung r_1, so ist die Stromintensität in derselben $(J-i)\frac{r}{r_1}$, die Menge der in der Zeiteinheit sich wieder vereinenden Ionen an den Elektroden gleich $\alpha(J-i)\frac{r}{r_1}$ Aeq. und die erzeugte Wärmemenge $W_1 = \frac{1}{a}(J-i)^2 \frac{r^2}{r_1}$. Wären die ganzen αi Aequivalente der durch den primären Strom abgeschiedenen Ionen auf den Elektroden verblieben und vereinten sich wieder, so wäre die hierbei erzeugte Wärmemenge gleich

$$W_1 . \frac{\alpha i}{\alpha(J-i)\frac{r}{r_1}} = W.$$

Die bei der Erzeugung der Polarisation verschwundene Wärme oder verlorene Arbeit wird also in dem durch dieselbe hervorgerufenen Strome wieder gewonnen, so dass auch hier kein Kraftverlust stattfindet, sondern die verlorene Kraft gewissermaassen nur in den an den Elektroden abgeschiedenen Ionen angesammelt ist. — Der Werth W ist im Maximum, wenn $i = \frac{1}{2} J$, also die elektromotorische Kraft der Polarisation die Hälfte der elektromotorischen Kraft des polarisirenden Stromes ist.

Würden wir die Zersetzungszelle mit Kupfervitriollösung füllen und mit Kupferelektroden versehen, so würde die ganze bei der Elektrolyse geleistete Arbeit nur in einer Ueberführung von Kupfer und unzersetztem Salz, oder, bei Anwesenheit eines porösen Diaphragma, auch von Lösung von der einen Elektrode zur anderen bestehen. Die hierzu verwendete Arbeit wäre sehr klein, wenn der Aggregatzustand des gelösten und abgeschiedenen Kupfers derselbe wäre, indem die bei der Abscheidung verlorene Arbeit der bei der Auflösung gewonnenen gleich wäre. Dann wäre

die Polarisation gleich Null, und fast die ganze Arbeit des Stromes im Elektrolyt bestände in Wärmeentwickelung. Dächten wir uns die Lösung durch eine andere Kupferlösung von n fachem Querschnitt oder n facher Leitungsfähigkeit ersetzt, aber von n facher Länge, so würde die Intensität des Stromes dieselbe, die in jedem Querschnitt der Lösung stattfindende chemische Wirkung ebenfalls dieselbe sein, wie vorher; also der ganze chemische Effect in der Lösung mit wachsender Länge l bis zu unendlicher Grösse wachsen. Dies kann geschehen, da die bei den Zersetzungen und Wiedervereinigungen der Ionen in jedem Querschnitt verlorenen und gewonnenen Arbeiten sich gerade aufheben, und nur an den Elektroden selbst bei der wirklichen Abscheidung eines Ions Arbeit verbraucht wird. In dieser Beziehung ist der chemische Effect, wie wir ihn hier aufgefasst haben, ganz anderen Gesetzen unterworfen, wie der thermische Effect des Stromes [1]).

820 Die bisherige Betrachtung setzt voraus, dass die Wärmemenge, welche in einem Schliessungskreise sich entwickelt, in dem eine Polarisation auftritt, stets dem Joule'schen Gesetz entsprechend erzeugt wird, dass also das mechanische Aequivalent der thermisch-chemischen Processe im Schliessungskreise (bei der Einheit der Stromintensität) äquivalent ist der elektromotorischen Kraft in demselben. Dies ist indess nur in dem Fall von allgemeiner Gültigkeit, wo die an den Elektroden abgeschiedenen Ionen des Elektrolytes nicht an denselben in allotrope Modificationen übergehen, also vollständig in unverändertem Zustande, wie sie die Polarisation hervorrufen, auch von denselben entweichen [2]).

Schon die Betrachtung der Wasserzersetzung liefert ein Beispiel dieser Art.

Es sei die elektromotorische Kraft der Daniell'schen Säule $= D$,
also die elektromotorische Kraft der Polarisation von
Platinplatten durch $\overset{\circ}{H}$ und $\overset{\circ}{O}$ nach Thl. I, §. 330 $= 2{,}33\,D$.
Es ist ferner das thermoelektrische Aequivalent der Processe in der Daniell'schen Säule . . . . $(D) = 0{,}02468$ [3]),
dann ergiebt sich daraus das thermoelektrische Aequivalent der Verbindung von 1 Aeq. $\overset{\circ}{H}$ mit 1 Aeq. $\overset{\circ}{O}$

$$(\overset{\circ}{H}\overset{\circ}{O}) = 2{,}33 \,.\, 0{,}02468 = 0{,}0575.$$

Die Verbrennungswärme von 1 Grm. Wasserstoff ist nach Favre und Silbermann gleich 34462 Wärmeeinheiten, das elektrochemische Aequivalent des Wasserstoffs gleich 0,001042 Milligramm; also würde hiernach das thermoelektrische Aequivalent des Wassers sein:

$$(HO) = 34{,}462 \,.\, 0{,}001042 = 0{,}0359.$$

Die Differenz der beiden erhaltenen Werthe erklärt sich daraus, dass

1) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. LXXIII, S. 347. 1848.* — 2) Bosscha, Pogg. Ann. Bd. CIII, S. 487. 1858.* — 3) Mit Zugrundelegung der Bestimmung der elektromotorischen Kraft der Daniell'schen Säule von Bosscha (§. 792).

bei der Elektrolyse die Gase im activen Zustande abgeschieden sind. Die Differenz würde also der Wärmemenge entsprechen, welche bei dem Uebergang der elektrochemischen Aequivalente jener Gase aus dem activen in den gewöhnlichen Zustand entwickelt wird. *

Bezeichnen wir die thermoelektrischen Aequivalente der activen und der gewöhnlichen Gase durch $(\mathring{H})$, (H), $(\mathring{O})$, (O), so würde demnach $(\mathring{H} - H) + (\mathring{O} - O) = 0{,}0216$ sein, wo wir vorläufig vom theoretischen Standpunkte aus auch eine active Modification des Wasserstoffs annehmen.

Setzt man nun aber ein Voltameter in ein Calorimeter, und bestimmt 821
die während der Entwickelung von 1 Aeq. Wasserstoff und Sauerstoff in demselben erzeugte Wärme, so findet man dieselbe gerade so gross wie die Wärme, welche in einem Drath entwickelt wird, der, an Stelle des Voltameters eingeschaltet, den Strom eben so stark schwächt, wie der Polarisationsstrom des Voltameters; welche Wärmemenge um die bei der Verbindung von 1 Aeq. gewöhnlicher Wasserstoff mit Sauerstoff erzeugte Wärme vermindert werden muss [1]). — Diese Erscheinung bietet eine doppelte Eigenthümlichkeit. Zuerst sollte der auf die Entwickelung der Gase verwendete Wärmeverlust nicht in dem Voltameter allein auftreten, sondern in dem ganzen Schliessungskreise der Säule sich bemerkbar machen, da der Polarisationsstrom denselben ganz durchfliesst.

Ist indess

die elektromotorische Kraft der Kette . . . . E,
die elektromotorische Kraft der Polarisation im Voltameter . . . p,
der Widerstand der Schliessung mit Ausschluss des Voltameters . R,
der Widerstand des Voltameters . . . . r,
der Widerstand des an seine Stelle gesetzten Drathes . . . . ϱ,

so ist die Intensität i des Stromes bei Einschaltung des Voltameters und bei Einschaltung des Drathes

$$i = \frac{E - p}{R + r}; \quad i = \frac{E}{R + \varrho},$$

also bei der Elimination von R:

$$\varrho = \frac{p}{i} + r.$$

Ist nun der Widerstand der Leiter sowie die Stromintensität in absolutem Maass gemessen, so sind die in dem Drath r und dem Voltameter durch den Strom während der Zeiteinheit entwickelten Wärmemengen

$$w_r = \frac{i^2 r}{a}; \quad w_\varrho = \frac{i^2 \varrho}{a} = \frac{i p}{a} + \frac{i^2 r}{a},$$

wo a das mechanische Wärmeäquivalent bezeichnet. Die Differenz beider

---

[1]) Woods, Phil. Mag. [4.] Vol. II, p. 271. 1851.*

Wärmemengen $\frac{ip}{a}$, also die im Voltameter verlorene Wärme ist aber nach den Definitionen des §. 819 gerade gleich der Wärmemenge, welche durch die Verbindung der die Polarisation erzeugenden Gase in dem Voltameter hervorgebracht wird, wie es auch das Experiment ergiebt.

Es sollte ferner im Voltameter der Wärmeverlust der Verbrennungswärme der im activen Zustande von einander geschiedenen Gase entsprechen. Indess entweichen nur äusserst geringe Mengen derselben wirklich im activen Zustande aus dem Apparat; die grössten Mengen gehen schon in demselben in den gewöhnlichen Zustand über; die dabei erzeugte Wärme bleibt im Apparate selbst [1]).

822 Der Uebergang der elektrolytisch abgeschiedenen Gase in ihre allotropen Modificationen findet zum Theil an den Elektroden selbst statt; namentlich bei geringer Dichtigkeit des Stromes. Die elektromotorische Kraft der Polarisation verringert sich dadurch. Ohne eine genaue Kenntniss dieser Verminderung ist eine Ableitung des thermischen Aequivalentes der gesammten chemischen Processe im Schliessungskreise aus der elektromotorischen Kraft in demselben nicht möglich. Ein anderer Theil der Gase verlässt die Elektroden unverändert und setzt sich erst in der sie umgebenden Flüssigkeit um. Der §. 820 entwickelte Werth des thermoelektrischen Aequivalentes $(\overset{\circ}{H}) - (H) + (\overset{\circ}{O}) - (O) = 0{,}0216$ wäre also nur richtig, wenn die Gase die Elektroden vollständig im activen Zustande verliessen und sich erst in der Flüssigkeit ganz in den gewöhnlichen Zustand umsetzten. Dem ist jedoch nicht so. Verlassen verschiedene Bruchtheile α und β der Gase die Elektroden im activen Zustande, so wäre dann die elektromotorische Kraft der Polarisation gleich

$$a[(HO) + \alpha(\overset{\circ}{O} - O) + \beta(\overset{\circ}{H} - H)],$$

wo a das mechanische Wärmeäquivalent darstellt. — Combinirt man daher in verschiedenen Elektromotoren Zink in verdünnter Schwefelsäure als positive Erregerplatte mit anderen gleichfalls in verdünnter Schwefelsäure befindlichen Metallplatten, so wird an der ersteren stets der Sauerstoff absorbirt, und die elektromotorische Kraft wird dargestellt durch den Ausdruck $a[(Zk.O.SO_3) - (HO) - \beta(\overset{\circ}{H} - H)]$. Es ist nun durchaus nicht nöthig, dass der Werth β, also die Quantität Wasserstoff, welche die negative Erregungsplatte im activen Zustande verlässt und sich erst in der Flüssigkeit in den gewöhnlichen Zustand umsetzt, bei allen Metallen gleich sei. Deshalb können die elektromotorischen Kräfte jener Combinationen verschieden sein, obgleich der chemische Process in allen derselbe zu sein scheint. — Bosscha hat aus den Beobachtungen von Lenz und Saweljew (Thl. I, §. 134) die elektromotorischen Kräfte E einer Reihe solcher Combinationen

[1]) Bosscha, Pogg. Ann. Bd. CI, S. 535. 1857.*

mit der Kraft einer Daniell'schen Säule $D = 1$ verglichen, wobei er indess für den von jenen Beobachtern gefundenen Werth der elektromotorischen Kraft der letzteren (2,17) den Werth 2,41 substituirt. Da das thermoelektrische Aequivalent der Daniell'schen Kette $(D) = 0{,}02468$ ist, so erhält er das thermoelektrische Aequivalent der betreffenden Combinationen $F = \frac{E}{2{,}41} \cdot 0{,}02468$. Wird hierzu das thermoelektrische Aequivalent $(ZK.O.SO_3) = 0{,}05625$ addirt und $(HO) = 0{,}03590$ subtrahirt, so erhält man das thermoelektrische Aequivalent der Allotropisirung des von der Metallplatte im activen Zustande entweichenden Wasserstoffs $\beta(\overset{\circ}{H} - H)$ bei

Platin	Eisen	Kupfer	Zinn	Quecksilber	Zink
0,01113	0,01216	0,01574	0,02127	0,02957	0,02966

Es würde nach diesen Erfahrungen das Platin den Wasserstoff leichter aus dem activen in den gewöhnlichen Zustand überführen, als das Eisen u. s. f. [1]).

Aus den Thl. I, §. 134 angeführten Gründen, welche die Resultate von Lenz und Saweljew weniger genau erscheinen lassen, möchten wir indess diesen Werthen keine grosse Bedeutung beilegen.

Den Werth $\beta(\overset{\circ}{H} - H)$ beim Entweichen des Wasserstoffs am Platin, 823
ebenso wie den entsprechenden Werth $\alpha(\overset{\circ}{O} - O)$ hat Bosscha (l. c.) auch direct gemessen, indem er einmal die elektromotorische Kraft A eines Grove'schen Elementes bestimmte, in welchem die Salpetersäure durch verdünnte Schwefelsäure ersetzt war, so dass sich an der Platinplatte Wasserstoff abschied; und zweitens in den Schliessungskreis einer Säule von drei Daniell'schen Elementen ein Grove'sches Element einsetzte, in welchem das Zink und die verdünnte Schwefelsäure durch Kupfer und Kupfervitriollösung ersetzt war, so dass sich an der Platinplatte desselben Sauerstoff abschied. Nach Abzug der elektromotorischen Kraft $3D$ der Daniell'schen Elemente ergiebt sich die elektromotorische Kraft B der letzteren Combination. Es sind dann die thermoelektrischen Aequivalente:

$$(A) = (Zk.O.SO_3) - (HO) - \beta(\overset{\circ}{H} - H) = 0{,}316\,(D) \qquad 1.$$

$$(B) = (HO) + \alpha(\overset{\circ}{O} - O) + (Cu.O.SO_3) - (HO) = 1{,}697\,(D) \qquad 2.$$

Ferner ist $(Zk.O.SO_3) - (Cu.O.SO_3) = (D)$. 3.

Das thermoelektrische Aequivalent der letzteren Combination ist $(D) = 0{,}02468$, also das der ersteren $(A) = 0{,}00780$ und $(B) = 0{,}04188$. Da endlich nach Favre und Silbermann die thermoelektrischen Aequivalente $(Zk.O.SO_3) : (Cu.O.SO_3) = 1{,}782 : 1$ sich verhalten, so folgt hieraus und aus dem Werth (D) der Werth $(Zk.O.SO_3) = 0{,}05625$ und $(Cu.O.SO_3) = 0{,}03157$. Subtrahirt man diese Werthe von (B), und ausser

[1]) Bosscha, Pogg. Ann. Bd. CIII, S. 487. 1858.

denselben noch das thermoelektrische Aequivalent des Wassers (0,03590) von (*A*), so ist $\beta(\mathring{H} - H) = 0{,}01255$ und $\alpha(\mathring{O} - O) = 0{,}01031$.

Den gefundenen Werthen $\beta(\mathring{H} - H)$ und $\alpha(\mathring{O} - O)$ müssen die an den Elektroden erzeugten Wärmemengen entsprechen. Deshalb beobachtete auch Thomson (vergl. Thl. I, §. 486), dass in einem Voltameter mit einer negativen Elektrode von Zink eine grössere Wärmemenge erzeugt wird, als mit einer negativen Elektrode von Platin. Dasselbe Resultat erhielt Bosscha mit grösserer Sicherheit, als er in einen Stromkreis zwei Voltameter einschaltete, und nun abwechselnd in das erste eine Platinplatte, in das zweite eine Zinkplatte oder eine sehr stark amalgamirte Kupferplatte als negative Elektrode oder umgekehrt einsetzte. Die Stromintensität blieb dabei constant. Jedoch zeigte im ersten Falle das erste Voltameter beim Einsenken eines Thermometers eine geringere Erwärmung als im zweiten.

Je nachdem der Werth $\beta(\mathring{H} - H)$ oder $\alpha(\mathring{O} - O)$ an der einen oder anderen Elektrode eines Voltameters bedeutender ist, ist auch die daselbst stattfindende Erwärmung grösser. Meist ist indess die positive Elektrode wärmer, und nur wenn z. B. an derselben keine Polarisation besteht, tritt das Entgegengesetzte ein.

In einem Voltameter mit zwei Platinelektroden steigt in der ersten Zeit des Durchleitens des Stromes die Temperatur an der positiven Elektrode schneller an, später ist der Zuwachs der Temperatur an beiden Elektroden nahezu gleich, indem wohl die Polarisation an denselben verschieden schnell ihr Maximum erreicht [1]).

824 Tritt eine Polarisation in der Säule selbst auf, so können die angeführten Erscheinungen auch hier auf die Vertheilung der Wärme im Schliessungskreise von Einfluss sein. Ist das thermoelektrische Aequivalent aller chemischen Processe in der Säule gleich W; verlässt aber während der Auflösung eines Aequivalentes des positiven Metalles ein Theil des an dem negativen Metall im activen Zustande abgeschiedenen Gases dasselbe und wandelt sich erst in der Flüssigkeit um, wodurch die Wärme w frei wird, so ist die elektromotorische Kraft nur $a(W - w)$, wo a das mechanische Wärmeäquivalent ist. Die in dem Schliessungskreise durch einen Strom von der Intensität i in der Zeit t verbreitete Wärme ist dann gleich $it(W - w) = i^2Rt$, wo R der Widerstand der Schliessung ist. — Ein Beispiel hierzu liefern die Thl. I, §. 484 erwähnten Versuche von Favre [2]), bei denen er ein in seinem Calorimeter befindliches Smee'sches Element, Zink und platinirtes Kupfer in verdünnter Schwefelsäure ($^1/_{50}$) durch 5 Dräthe von Platin von 0,265^{mm} Dicke und 25, 50, 100 und 200^{mm} Länge schloss. Indem er die Platindräthe selbst zuerst in die eine

[1]) Tip. Over de electrische warmte etc. Dissertation. Utrecht 1854. — [2]) Favre, Ann. de Chim. et de Phys. [3.] T. XL, p. 293. 1854.*

Muffel des Calorimeters senkte, dann aber ausserhalb derselben liess, konnte er die Wärmemengen bestimmen, welche einmal in der ganzen Schliessung, sodann in dem Elemente und den Schliessungsdräthen einzeln während der Entwickelung von 1 Grm. Wasserstoff entwickelt wurden. Im ersteren Falle betrug die gesammte Wärmemenge constant 18092 bis 18247 Wärmeeinheiten, im zweiten betrugen die Wärmemengen W_0 und W_1:

Länge des Drathes l.	W im Element.	W_1 im Schliessungsdrath.
25	13127	4965
50	11690	6557
100	10439	7746
200	8992	9030

Würde die ganze durch die chemischen Processe in der Säule frei werdende Wärme sich in der Schliessung, gemäss dem Joule'schen Gesetz, gleichmässig vertheilen, so müsste, wenn L der Widerstand im Element, l der des Schliessungskreises wäre, sich stets $W_0 : W_1 = L : l$ verhalten. Berechnet man indess L aus den 4 Versuchen, so erhält man verschiedene Werthe. Nimmt man aber nach den oben ausgeführten Betrachtungen an, dass in der Säule eine Wärmemenge w an den Elektroden auftritt, die sich in der Schliessung durch den Strom nicht vertheilt, so ist die Proportion $W_0 - w : W_1 = L : l$ anzusetzen. Als wahrscheinlichsten Werth von w erhält man dann $w = 7589$. Diese Wärmemenge würde also bei dem Uebergang des die negative Elektrode im activen Zustande verlassenden Wasserstoffs in den gewöhnlichen Zustand in der Flüssigkeit der Säule frei werden. — Zu ähnlichen Resultaten führen andere Versuche von Favre [1]), bei denen er aus der in dem Schliessungsdrath eines Smee'schen Elementes frei werdenden Wärme die während der Auflösung von 1 Aeq. Zink im ganzen Schliessungskreise frei werdende Wärme nach dem Verhältniss der Widerstände des Drathes und Elementes berechnet, und stets eine um etwa nur $w = 3600$ Einheiten zu kleine Wärmemenge findet. Favre schreibt diese Abweichung auf einen besonderen Zersetzungswiderstand, der sich zum Widerstand in der Kette addirt, so dass in ihr eine grössere Wärmemenge als die berechnete entwickelt wird. Sie hängt aber jedenfalls von den oben erwähnten Gründen ab. Die kleine Zahl 3600 ist vielleicht dadurch bedingt, dass die Intensität des Stromes klein war, also die Polarisation sich nicht völlig herstellte. Zu denselben Resultaten führt auch eine speciellere Betrachtung der weniger genauen Versuche von Joule (Thl. I, §. 482), durch welche er unter einer nicht richtigen Annahme sein Erwärmungsgesetz auch bei Elektrolyten nachweisen wollte [2]).

Man kann hiernach die elektromotorische Kraft der Smee'schen Kette berechnen. Bei der Entwickelung von 1 Grm. Wasserstoff werden

---

[1]) Favre, Compt. rend. T. XLVII, p. 599. 1858* (vergl. auch de la Rive, Arch. de Genève. Nouv. Ser. T. IV, p. 81 und ibid. p. 355. 1859.* — [2]) Bosscha, Pogg. Ann. Bd. CVIII, S. 312. 1859.*

in der Kette 18137 Wärmeeinheiten frei; subtrahirt man hiervon 7589 Einheiten und multiplicirt mit dem elektrochemischen Aequivalent des Wasserstoffs, so erhält man das thermoelektrische Aequivalent der an der Strombildung wirklich Antheil nehmenden chemischen Processe in der Smee'schen Säule = 0,01098. Da das thermoelektrische Aequivalent der Processe der Daniell'schen Säule gleich 0,02468 ist, so ist mithin die elektromotorische Kraft der Smee'schen Kette mit Einschluss der Polarisation gleich 0,44 D.

825 In Bezug auf den Sauerstoff, welchen wir im activen Zustande als Ozon kennen, kann man das Princip der hier nach Bosscha ausgeführten Ableitungen wohl als richtig ansehen. Beim Wasserstoff kennen wir mit Sicherheit noch nicht eine active Modification und dürfen deshalb die von Bosscha gegebenen Erklärungen vorläufig nur als hypothetisch ansehen. Jedenfalls erscheinen sie viel einfacher und sachgemässer, als eine von Joule und Thomson [1]) aufgestellte Hypothese, durch welche die Abweichung der im Vergleich zur elektromotorischen Kraft D der Daniell'schen Säule aus den chemischen Processen berechneten Kraft der Smee'schen Säule (0,80 D) von dem direct beobachteten Werth derselben (0,65 D) erklärt werden soll. Es sollte hiernach ein besonderer Widerstand auftreten, welcher entstände, wenn sich der Wasserstoff bei der Elektrolyse an einer oxydirbaren Platte entwickelte.

826 Wollte man die bei der Verbindung äquivalenter Mengen verschiedener Stoffe frei werdenden Wärmemengen proportional setzen den elektromotorischen Kräften der entsprechenden galvanischen Combinationen, in welchen jene Verbindungen vor sich gehen, so würde man bei Anwendung von Säulen, in denen eine Polarisation auftritt, nach dem Vorhergehenden grossen Irrthümern ausgesetzt sein. Es müsste stets erst zu der elektromotorischen Kraft noch das mechanische Aequivalent der Wärmemengen addirt werden, welche bei der Umsetzung der von den Elektroden entweichenden Stoffe in ihre allotropen Modificationen entstehen.

Wenn man z. B. aus den Verbindungswärmen von 1 Grm. Kali mit Schwefelsäure oder Salpetersäure (342,2 und 329,7) die elektromotorischen Kräfte E_s und E_n der Kali-Schwefelsäure- und Kali-Salpetersäurekette berechnet, indem man die Kraft der Daniell'schen Kette $D = 2{,}41$ setzt, so erhält man $E_s = 1{,}64$ und $E_n = 1{,}58$, während diese Werthe nach den Versuchen von Lenz und Saweljew zwischen 2,19 und 0,98 schwanken, je nachdem man verschiedene Elektroden verwendet oder die Kette bei der Bestimmung mit einer constanten Kette so combinirt, dass der Strom an der einen oder anderen Elektrode den Wasserstoff ausscheidet. Der Werth ist meist höher, wenn sich das Kali an der negativen Elektrode befindet. Der Grund dieser Abweichun-

[1]) Thomson, Phil. Mag. [4.] Vol. II, p. 431 u. 555. 1851.*

gen liegt hier wieder in den oben berührten Verhältnissen, wobei noch der Umstand hinzutritt, dass die Mengen der im activen Zustande an den Elektroden entweichenden Gase bei verschiedenen Lösungen verschieden ist, wie ja auch nach Buff (Thl. I, §. 339) die Polarisation von Platinplatten in Kalilauge 3,33 D, in verdünnter Schwefelsäure 2,56 D ist.

Nur mit Berücksichtigung dieser Umstände ist das elektromotorische Gesetz in Uebereinstimmung mit der Voraussetznng der Aequivalenz zwischen den elektromotorischen Kräften und dem mechanischen Aequivalent der den chemischen Processen in der Kette entsprechenden Wärmeänderungen [1]).

Ebenso würde man ohne Berücksichtigung dieser Verhältnisse sich grossen Fehlern aussetzen, wenn man direct aus der Vergleichung der elektromotorischen Kräfte verschiedener Ketten, in denen eine Polarisation auftreten kann, das thermische Aequivalent der direct in ihnen beobachteten chemischen Processe ableiten wollte [2]).

Wird eine Säule von der electromotorischen Kraft E durch einen ein- 827
fachen Schliessungskreis von dem Widerstand R geschlossen und ist die Intensität des Stromes in demselben J; wird gleichzeitig in der Zeiteinheit in der Säule die Zinkmenge zJ gelöst, und die ganze in der Säule erzeugte Arbeit im Schliessungskreise in Wärme umgewandelt, so ist die Menge derselben in der Zeiteinheit $W = \frac{1}{a} J^2 R = \frac{1}{a} JE$; die während der Auflösung von einer Gewichtseinheit Zink erzeugte Wärmemenge also $W_0 = \frac{1}{a} \frac{J^2 R}{zJ} = \frac{1}{a} \frac{JR}{z} = \frac{1}{a} \frac{E}{z}$, wo a das mechanische Wärmeäquivalent ist. Die dieser Wärme entsprechende Arbeit ist (vgl. §. 814)

$$A_0 = \frac{JR}{z} = \frac{E}{z}.$$

Diese Beziehung gilt indess nur so lange, als die elektromotorische Kraft E, oder bei gleichbleibendem Widerstande R die Stromintensität J in dem Schliessungskreise constant bleibt. Findet dies nicht statt, so muss ausser der Wärmeentwickelung im Schliessungskreise noch andere Arbeit durch den Strom verrichtet werden. Solcher Art sind z. B. die in §. 819 u. flgde. betrachteten, mit dem Auftreten der Polarisation verknüpften Erscheinungen. — Analoge Verhältnisse treten ein, wenn auf irgend eine Art in dem Schliessungskreise Inductionsströme erregt werden. Wird durch diese die Intensität J des Stromes auf den Werth i reducirt, so wird in der Zeiteinheit im Schliessungskreise selbst die Wärmemenge $\frac{1}{a}\, i^2 R$ erzeugt, welche der Arbeit $i^2 R$ entspricht, und zugleich dabei die Zinkmenge zi gelöst. Die der Einheit der aufgelösten Zinkmenge in dieser Art entspre-

---

1) Weitere Ausführungen hierüber siehe Bosscha, Pogg. Ann. Bd. CV, S. 396. 1858.* — 2) Vergl. u. A. die Bestimmungen von Marié Davy und Troost, Ann de Chim. et de Phys. T. LIII, p. 423. 1858.*

chende Arbeit wäre jetzt also nur $A_I = \frac{iR}{z}$. Sie ist **kleiner** als die durch die chemischen Processe in der Säule erzeugte Arbeit. Da nun stets die bei der Auflösung der Einheit der Zinkmenge erzeugte Arbeit constant gleich A_0 sein muss, so muss jetzt neben der zur Wärmeerzeugung verwendeten Arbeit A_I noch eine andere „Nebenarbeit" A_{II} auftreten, welche durch die Gleichung $A_I + A_{II} = A_0$ bestimmt ist. Dieselbe ist demnach

$$A_{II} = \frac{R}{z}(J - i).$$

Während der Auflösung der Zinkmenge zi, d. i. in der Zeiteinheit, wird dann also neben der Wärmeerzeugung im Schliessungskreise selbst die „Nebenarbeit" gethan:

$$A_i = R(J - i)\,i \text{ [1]} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (1)$$

828 Diese Arbeit kann in verschiedener Weise auftreten. Einmal kann sie auf die Strombildung selbst verwendet werden. Wird ein Schliessungskreis einer Säule, der eine Drathspirale enthält, geschlossen, so entsteht ein Anfangsextrastrom, der die Stromintensität, welche allmälig zu J anwächst, Anfangs auf einen variablen Werth i reducirt.

Wir haben nun in §. 659 gesehen, dass wir die Intensität i durch die Formel $i = J\left(1 - e^{-\frac{t}{c}}\right)$ ausdrücken können, wo $c = \frac{P}{R}$ eine von dem Widerstand R und dem Potential P der Spirale auf sich selbst abhängige Constante ist. Wird dieser Werth in die Gleichung (1) des vorigen Paragraphen eingeführt, so ist die während der ganzen Zeit des Ansteigens der Intensität des Stromes geleistete Nebenarbeit

$$A_a = R\int_0^\infty J^2 e^{-\frac{t}{c}}\left(1 - e^{-\frac{t}{c}}\right)dt = \frac{1}{2}RcJ^2 = \frac{1}{2}PJ^2$$

Diese Arbeit wird zur Erzeugung des Stromes selbst verwendet. Sie wäre gleich der Arbeit, welche erforderlich wäre, um die Spirale, in welcher die Induction stattfindet, während sie vom Strom J durchflossen ist, in eine Form zu bringen, in der ihre Windungen keine Induction aufeinander ausüben [2]). — Wird nachher die Säule aus dem Schliessungskreise entfernt und an ihre Stelle ein Drath von gleichem Widerstand mit ihr gesetzt, so ist die Intensität des Oeffnungsstromes in jedem Moment $i_o = Je^{-\frac{t}{c}}$; also die ganze durch denselben gethane Arbeit gleich

---

[1]) Koosen, Pogg. Ann. Bd. XCI, S. 436. 1854;* auch Clausius, Archives T. XXXVI, p. 119. 1857.* — [2]) Vergl. auch einige Betrachtungen von Marié Davy über das allmälige Anwachsen des Stromes, die er an die Voraussetzung einer vielleicht vorhandenen „Diathermanität der Körper für Elektricität" (!) knüpft. Compt rend. T. LII, p. 917. 958 und 1248. 1861.*

$$A_0 = R \int_0^\infty \left(Je^{-\frac{t}{c}}\right)^2 dt = \frac{1}{2} RcJ^2 = \frac{1}{2} PJ^2.$$

Diese Arbeit tritt im Schliessungskreise als Wärme auf. Es wird also dabei der ganze durch den Anfangsextrastrom bewirkte Wärmeverlust im Schliessungskreise wieder gewonnen. Wäre der Widerstand desselben hierbei nicht mehr R, so bliebe doch der Werth $^1/_2\ PJ^2$ constant und die gethane Arbeit A_0 wäre dieselbe [1]).

Wird der Schliessungskreis einfach unterbrochen, ohne durch einen an die Stelle der Säule gesetzten Drath zugleich wieder geschlossen zu werden, so zeigt sich die durch den Oeffnungsstrom erzeugte Wärme namentlich im Oeffnungsfunken.

Befindet sich in der in den Schliessungskreis eingesetzten Spirale ein Eisenkern, so wird der beim Schliessen des ersteren entstehende Extrastrom intensiver, der Wärmeverlust in dem Schliessungskreise und die Arbeit A_a ist bedeutender. Die letztere wird hier, ausser zur Strombildung, zum grossen Theil auch auf die Magnetisirung des Eisens verwendet. Sie wird wie vorher beim Oeffnen der Schliessung und bei der dabei erfolgenden Entmagnetisirung des Eisens als Wärme wieder gewonnen. Indess ist dies nur in so weit richtig, als die Theilchen des Eisens unendlich leicht beweglich gedacht werden. Da dies nicht der Fall ist, sondern vielmehr eine innere Reibung bei ihrer Umlagerung während der Magnetisirung auftritt, so wird ein Theil der Arbeit A_a in dem Eisenkern selbst in Wärme verwandelt, und dieser Theil kann bei dem Oeffnen des Stromes nicht wieder gewonnen werden [2]).

Während des Andauerns der Magnetisirung eines Eisenkerns wird selbstverständlich keine Arbeit zur Erhaltung derselben gebraucht, da ja die Magnetisirung in der Herstellung eines statischen Zustandes besteht. Würden wir daher einen Schliessungskreis auf das $n$fache verlängern, dabei aber seine Leitungsfähigkeit oder seinen Querschnitt in gleichem Verhältniss vermehren, so würde die Intensität des Stromes dieselbe bleiben; wir könnten aber jetzt durch denselben statt eines, n Eisenkerne magnetisiren. So kann also bei gleicher Intensität der magnetische Effect des Stromes, ebenso wie der chemische Effect ins Unendliche wachsen, während der thermische Effect des Stromes, bei dem er beständig eine Arbeit leisten muss, ein Maximum erreicht [3]).

Ganz ähnliche Resultate ergeben sich, wenn man mit Hülfe der Formeln des §. 664 die Inductionserscheinungen in einer Spirale betrachtet, welche eine zweite inducirende umgiebt. Die in der Säule durch die chemischen Processe erzeugte Arbeit findet sich vollständig in den verschiedenen Theilen der Schliessung wieder.

Ist man auf irgend eine Art im Stande, die Intensität der Schliessungs- 829
extraströme in einem oft unterbrochenen Schliessungskreise zu vermin-

[1]) Koosen l. c. — [2]) Helmholtz, Pogg. Ann. Bd. XCI, S. 256. 1854.* — [3]) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. LXXIII, S. 345. 1848.*

dern, so wird die dabei entstehende Nebenarbeit kleiner, und es wächst zu gleicher Zeit die mittlere Stromintensität im Schliessungskreise so wie die während der Auflösung einer Gewichtseinheit Zink in der Säule in demselben erzeugte Wärmemenge.

So bestimmte Favre[1]) die Wärmemenge, welche in einer Säule von fünf Smee'schen Elementen entwickelt wird, die sich in seinem Calorimeter befand und entweder durch einen geraden Drath oder eine Spirale von gleichem Widerstand mit demselben geschlossen war, während der Strom oft unterbrochen wurde. Im letzteren Falle konnte ausser dem primären Strom fast nur der Schliessungsextrastrom durch den Schliessungskreis fliessen, da derselbe bei der Bildung des Oeffnungsstromes unterbrochen ist. Die während der Entwickelung von 1 Grm. Wasserstoff in der Säule in der Schliessung erzeugte Wärmemenge W war kleiner als die im ersten Fall entwickelte Wärme W_0. Wurde nun um die Spirale eine zweite in sich geschlossene Spirale oder ein Blechcylinder gelegt, so wurde die Entstehung des Schliessungsextrastromes verzögert, die jetzt entwickelte Wärme W_1 war grösser als W. Zugleich war die an einer Tangentenbussole abgelesene mittlere Intensität des Stromes verstärkt. — Dasselbe Resultat haben auch Favre (l. c.), und nach ihm Soret[2]) beobachtet, als sie in den Schliessungskreis der inducirenden Spirale eines Ruhmkorff'schen Apparates eine Tangentenboussole einschalteten, und abwechselnd die Inductionsspirale öffneten und in sich schlossen. Diese Erscheinung hängt hier nicht nur von einer Verzögerung des Ganges des die Unterbrechungen herstellenden Hammerapparates und von der etwa dadurch erfolgenden längeren Schliessung des inducirenden Kreises ab; sie zeigt sich auch bei Herstellung der Unterbrechungen durch ein Uhrwerk. — Das analoge Resultat hat Soret erhalten, als er durch eine Tangentenbussole und eine einen Eisenkern enthaltende Drathspirale einen durch ein Uhrwerk oft unterbrochenen Strom leitete und nun zwischen den Eisenkern und die Spirale eine in sich geschlossene Messingblechröhre schob. Auch hier nahm im letzteren Falle die Intensität des Stromes zu, obgleich durch die Inductionsströme die Blechhülle erwärmt, also durch den Strom eine äussere Arbeit geleistet wurde.

Durch die geschlossene Spirale oder die Blechhülle wird die Zeitdauer des Schliessungsextrastromes verlängert, seine Gesammtintensität in der Hauptspirale bleibt aber ungeändert[3]). Ist nun die Zeitdauer der Schliessungen derselben so kurz, dass der Extrastrom bei seiner Verzögerung in derselben nicht vollständig ablaufen kann, so wächst in dieser Zeit auch noch die Intensität des in der Nebenspirale inducirten und dem Extrastrom in der Haupt-

[1]) Favre, Compt. rend. T. XLVI, p. 662. 1858;* Favre und Laurent, ibid. T. L, p. 651;* Archives N. S. T. VII, p. 313. 1860.* — [2]) Soret, Arch. N. S. T. IV, p. 66. 1859.* — [3]) Eine irrige Vorstellung wäre es, wollte man annehmen, dass bei geschlossener Nebenspirale der Extrastrom weniger in der Hauptspirale, sondern hauptsächlich in der Nebenspirale sich ausbildete, also gewissermaassen sich auf letztere übertrüge.

spirale gleichgerichteten Stromes an; durch seine inducirende Wirkung auf letztere erzeugt er in ihr einen dem Extrastrom entgegengesetzten Strom, und es vermindert sich die Intensität des Hauptstromes weniger, dieselbe erscheint grösser bei geschlossener als bei offener Nebenspirale. Der zweite entgegengesetzte Theil der Inductionswirkung des Stromes in der Nebenspirale auf die Hauptspirale kann hierbei weniger hervortreten, da beim allmäligen Abnehmen seiner Intensität die primäre Schliessung schon geöffnet ist (vergl. §. 668). Um auf diese Weise eine gleiche Gesammtintensität des Hauptstromes bei wiederholten Unterbrechungen desselben zu erhalten, bedarf es bei geschlossener Nebenspirale einer kürzeren Zeit als im entgegengesetzten Falle; die dabei in der Schliessung entwickelte Wärmemenge ist also im ersten Fall grösser als im zweiten, obgleich beide Male die in der Säule entwickelte Wasserstoffmenge dieselbe ist. — Je schneller die Unterbrechungen am Interruptor erfolgen, desto mehr muss der Einfluss der geschlossenen Spirale oder Blechhülle hervortreten, da dann immer kleinere Theile des Extrastromes sich von dem Hauptstrome subtrahiren. Ohne geschlossene Hülle nimmt die Verminderung des Hauptstromes mit wachsender Zahl der Unterbrechungen sehr bedeutend zu.

Wird in die primäre Spirale ein Eisen- oder ein Stahlkern eingeschoben, so zeigt sich bei einer gleichen Anzahl von Unterbrechungen an der Tangentenboussole eine geringere Intensität, in dem Calorimeter eine geringere Wärme im ersten als im zweiten Falle [1]). Der Grund hiervon ist, dass die temporäre Magnetisirung des Stahles geringer ist als die des Eisens, die Extraströme im ersteren Fall also schwächer auftreten und den primären Strom weniger schwächen als im letzteren. — In allen Fällen muss indess die gesammte Arbeitsleistung in allen Theilen des Apparates dem mechanischen Aequivalent der chemischen Processe in der Säule direct entsprechen.

Eine andere Art, wie die Nebenarbeit eines Stromes sich zeigen kann, 830
ist die, dass durch denselben eine elektromagnetische Bewegungsmaschine (vgl. §. 134) getrieben wird. Auch in diesem Fall werden beim abwechselnden Oeffnen und Schliessen des Schliessungskreises oder bei der Umkehrung der Stromesrichtung in den die Elektromagnete umgebenden Drathspiralen, bei der Annäherung und Entfernung der Magnete und Elektromagnete der Maschine zu- und voneinander in dem Schliessungskreise der Säule Ströme inducirt, welche die Intensität J des primären Stromes im Mittel auf den kleineren Werth i reduciren. Ist der Widerstand der Schliessung R, so wird wie in §. 827 die Nebenarbeit, die zum Theil auf die Bewegung der Maschine verwendet wird, durch die Formel $A_t = R(J-i)\,i$ ausgedrückt [2]).

Würden wir einen Drath vom Widerstand $\frac{R\,(J-i)}{i}$ in den Schlies-

---

[1]) Favre und Laurent l. c. — [2]) Clausius, Arch. T. XXXVI, p. 119. 1857;* Soret, ibid. p. 123; vgl. auch Leroux, ibid. p. 168; Compt. rend. T. XLV, p. 414. 1857.*

sungskreis der Säule einschalten, ohne dass der Strom eine äussere Arbeit verrichtete, so würde dann gleichfalls die Stromintensität auf i reducirt werden und die in dem neu hinzugefügten Drathe entwickelte Wärme wäre $\frac{1}{a}(J-i)iR$, so dass also der hinzugefügte Drath gewissermaassen die elektromagnetische Maschine ersetzen könnte. Es würde indess eine unrichtige, nur zu Irrthümern führende Vorstellung sein, wollten wir nach dieser Analogie eine elektromagnetische Maschine, welche durch einen Strom bewegt wird, oder eine Spirale, in der Inductionsströme erregt werden, ohne Weiteres als einen äussern Widerstand betrachten, welcher zu dem Widerstand der primären Schliessung hinzukommt[1]).

Es ist selbstverständlich, dass auch bei der Bewegung einer elektromagnetischen Maschine die gesammte, sei es als Wärme, sei es als Bewegung, durch den Strom geleistete Arbeit den zur Erzeugung desselben erforderlichen chemischen Processen äquivalent sein muss.

Dies hat Favre durch directe Versuche gezeigt, indem er in verschiedene in ein Calorimeter A eingesetzte, unten geschlossene Muffeln eine Batterie von 5 Smee'schen Elementen mit amalgamirten Zink- und platinirten Platinplatten und endlich in eine 18 Ctm. tiefe, 12 Ctm. breite Muffel eines zweiten Calorimeters B eine kleine elektromagnetische Bewegungsmaschine einsetzte. Um die Leichtigkeit der Erkaltung der letzteren zu befördern, waren die Eisenkerne derselben nach der Angabe von Foucault statt mit Drathspiralen, mit übereinandergeschichteten, auf einer Seite aufgeschnittenen Ringen von Blech umgeben, welche in der Art mit einander verlöthet waren, dass sie Schlangenwindungen bildeten. Die einzelnen Windungen waren durch dünne isolirende Schichten von einander getrennt. Nur die Hauptaxe der Maschine ragte aus der Muffel hervor und stand durch einen Schnurlauf mit einer zweiten, zwischen Spitzen laufenden Axe in Verbindung, auf welche eine, mit einem Gewicht belastete, seidene Schnur sich aufwinden konnte. Es wurden folgende Bestimmungen gemacht.

1. Die Säule im Calorimeter A war in sich geschlossen. Die während der Entwickelung von 1 Grm. Wasserstoff in derselben erzeugte Wärmemenge betrug 18682 Wärmeeinheiten. — Fast dieselbe Wärmemenge (18674) ergab sich, als die Säule durch sehr dicke Dräthe geschlossen war, die nachher zu ihrer Verbindung mit dem Elektromotor dienten.

2. Die Säule war mit dem Elektromotor verbunden, letzterer aber an seiner Bewegung gehindert. Während der Entwickelung von 1 Grm. Wasserstoff wurden erzeugt: In der Säule 16448, in dem Elektromotor 2219, in Summe also wiederum 18667 Wärmeeinheiten.

---

[1]) Favre, Compt. rend. T. XLV, p. 56. 1857;* vergl. auch Compt. rend. T. XLVI, p. 658. 1858.*

3. Bei derselben Verbindnng bewegte sich der Elektromotor, ohne indess ein Gewicht zu heben. Die Wärmemenge betrug in der Säule 13888, im Elektromotor 4769, in Summa 18657 Wärmeeinheiten.

4. Endlich wurde bei derselben Verbindung durch den Elektromotor ein Gewicht gehoben, und dadurch eine Arbeit von 131,24 Kilogramm-Meter geleistet. Nun betrug die Wärmemenge in der Säule 15427, im Elektromotor 2947, in Summa also nur 18374 Wärmeeinheiten. Der Verlnst an Wärme 18682 — 18374 = 308 Wärmeeinheiten entspricht aber fast genau der bei der Hebung des Gewichtes geleisteten Arbeit, welche äqnivalent ist $\frac{131240}{423,5} = 309$ Wärmeeinheiten.

Würde die elektromagnetische Maschine durch mechanische Hülfsmittel in entgegengesetztem Sinne bewegt, wie es durch den Einfluss des Stromes geschähe, so würde nmgekehrt die Intensität des primären Stromes J durch die Inductionsströme vermehrt werden; die zur Bewegung der Maschine verwendete Arbeit würde dann in dem nrsprünglichen Schliessungskreise eine Wärmemenge erzeugen, welche sich zu der durch die chemischen Processe der Säule gelieferten addirt. — Die Gesetzmässigkeit dieser Wärmeerzeugung giebt die oben angeführte Formel, wenn man in ihr nnr i grösser als J setzt.

Es ist klar, dass der Wärmeverlust in einem Schliessnngskreise, welcher 831
durch eine Nebenarbeit des Stromes in demselben hervorgerufen wird, mag dieselbe nun in der Erzeugung von Indnctionsströmen oder in der Magnetisirung von Eisen oder in der Bewegung einer elektromagnetischen Maschine bestehen, nicht allein anf die Theile der Leitung beschränkt ist, welche jene Wirkungen hervorbringen, sondern sich über den ganzen primären Schliessungskreis verbreiten muss, da die bei jenen Processen erzeugten Indnctionsströme ganz durch denselben hindnrchgehen. Dies hat auch Soret[1]) nachgewiesen, indem er zwei Drathspiralen, welche je auf ein Messingrohr gewunden waren, in zwei Calorimeter brachte. Die letzteren bestanden je aus einem, aus zwei concentrischen Cylindern gebildeten Messinggefäss, dessen ringförmiger Zwischenraum, in den die Spiralen eingesetzt waren, mit Terpentinöl gefüllt war. In den mit Luft erfüllten inneren Hohlraum des einen Calorimeters wurde nnn ein Eisencylinder gebracht und durch beide Spiralen ein oft nnterbrochener Strom geleitet. — Die Temperatur des mit dem Eisencylinder versehenen Calorimeters stieg fast um $^1/_5$ stärker an als die des anderen, obschon die durch einen continuirlichen Strom hervorgebrachten Erwärmungen in den beiden Calorimetern völlig gleich waren. — Wurden die Calorimeter aus Glas geformt, so war ein Unterschied in der Wärmeentwickelnng nicht zn bemerken. Das stärkere Ansteigen in dem den Eisencylinder enthaltenden Calorimeter von Metallblech ist also durch die in letzterem inducirten Ströme bedingt. —

[1]) Soret, Arch. T. XXXVI, p. 38. 1857;* N. S. T. IV, p. 66. 1859.*

Bringt man ebenso in zwei mit Terpentinöl gefüllte Calorimeter zwei Drathspiralen und stellt in die eine derselben einen Eisencylinder, welcher gleichfalls in dem Terpentinöl sich befindet, so steigt wiederum, wenn ein continuirlicher, durch beide Spiralen geleiteter Strom in beiden Calorimetern gleiche Wärmemengen erzeugt, beim Durchleiten eines discontinuirlichen Stromes die Temperatur in dem den Eisencylinder enthaltenden Calorimeter stärker an, da nun die auf die Magnetisirung des Eisens verwendete Arbeit sich in demselben in Wärme umsetzt. Schiebt man zwischen die Spirale und den Eisenkern eine in sich geschlossene Röhre von Messingblech, so ist das Ansteigen der Temperatur in dem betreffenden Calorimeter noch bedeutender, da nun in der Röhre auch noch Inductionsströme entstehen. — Jedenfalls ist also die durch die Magnetisirung und die Inductionsströme indirect erzeugte Wärme nicht dem Theile des primären Schliessungskreises entzogen, welcher dieselben unmittelbar hervorbringt, da sonst stets in beiden Calorimetern die Wärmemengen gleich sein müssten.

832 Wenn auch in der That nach dem Vorhergehenden die durch einen galvanischen Strom in seinem ganzen Schliessungskreise gethane Arbeit dem mechanischen Wärmeäquivalent des in den Elementen der Säule vor sich gehenden chemischen Processes entspricht, so wird, wenn dieselbe zur Bewegung einer elektromagnetischen Maschine verwendet wird, doch nur ein kleiner Theil dieser Arbeit benutzt, indem der grösste Theil derselben als Wärme in dem Schliessungskreise auftritt. Den ersteren Theil der Arbeit in der elektromagnetischen Maschine selbst hat Jacobi [1]) näher betrachtet, so weit dies ohne näheres Eingehen auf die besondere Beschaffenheit der Maschinen, die Verzögerung der in ihnen entstehenden Inductionsströme durch die Eisenmassen u. s. w. geschehen konnte. — Wir wollen annehmen, alle Elektromagnete der Maschinen seien gleich construirt und haben gleiche Umwindungen mit Kupferdrath. Ist dies nicht der Fall, so werden nur neue Constante in die Formeln einzuführen sein.

Es sei

die elektromotorische Kraft der Säule	E
der Gesammtwiderstand ihrer Schliessung	r
die Intensität des Stromes derselben, wenn die durch den Strom getriebene Maschine stillsteht	i
dieselbe während der Bewegung der Maschine	i'
also die Intensität des den Strom i schwächenden Gegenstromes	$i_{\prime} = i - i'$
der mittlere Magnetismus der Eisenkerne während des Ruhezustandes und der Bewegung	m und m'
also ihre mittlere Anziehungskraft	μ und $\mu_{\prime}$

[1]) Jacobi, Pogg. Ann. Bd. LI, S. 370. 1840;* Bullet. de St. Petersburg T. IX, p. 289. 1850. 29. Nov.; Krönig's Journ. Bd. III, S. 377. 1851;* vergl. auch Koosen, Pogg. Ann. Bd. LXXXV, S. 226. 1852.*

die Zahl der Drathwindungen . . . . β
die mittlere Bewegungsgeschwindigkeit der Maschine . v

Dann ist, wenn k eine von der Construction der Maschine abhängige Constante ist:

$$i_{\prime} = i - i'; \; m' = \beta i'; \; i_{\prime} = \frac{k m' \beta v}{r} = \frac{k i' \beta^2 v}{r}$$

ferner $i = \frac{E}{r}$; also

$$i' = \frac{E}{r + k\beta^2 v}; \; m' = \frac{\beta E}{r + k\beta^2 v}; \; v = \frac{\beta E - m' r}{m' k \beta^2}.$$

Die Arbeit A der Maschine entspricht der mittleren Anziehungskraft der Magnete derselben, multiplicirt mit der Drehungsgeschwindigkeit, also ist

$$A = \mu' v = m'^2 v - \frac{v(\beta E)^2}{(r + k\beta^2 v)^2} = \frac{(\beta E - m' r) m'}{k \beta^2}.$$

Das Maximum der Arbeit in Bezug auf m' und v erhält man durch Differentiation dieser Gleichung noch m' und v. Dasselbe tritt ein für

$$m' = m'_0 = \beta \, \frac{E}{2r} \text{ und } v' = v_0 = \frac{r}{k\beta^2};$$

wo dann das Maximum der Arbeit wird

$$A_0 = \frac{E^2}{4kr} = \frac{Ei}{4k}.$$

Im Ruhezustande der Maschiue ist $m = \beta i = \beta \, \frac{E}{r}$. Soll also das Maximum der Arbeit erreicht werden, so muss der Magnetismus der Magnete in der Maschiue während ihrer Bewegung gerade halb so gross, ihre Anziehuug ein Viertel so gross sein, als in ihrem Ruhezustande.

Das Arbeitsmaximum A_0 selbst ist direct dem Werthe Ei, d. h. dem Arbeitsäquivalent der chemischen Processe in der Säule im Ruhezustande der Maschine proportional. Es ist bei gleichbleibendem Widerstand der Schliessung unabhängig von der Zahl β der Drathumwindungen der Magnete. Wachsen diese nämlich auf das n-fache, so nimmt dann der Magnetismus m'_0 auf das n-fache, die Anziehung μ' der Magnete auf das n^2-fache zu, dagegen nimmt die Geschwindigkeit der Bewegung v_0 der Maschine im Verhältniss von $1 : n^2$ ab.

Setzen wir den Werth v_0 in die Gleichuug für i' ein, so erhalten wir die dem Arbeitsmaximum entsprechende Intensität $i'_0 = \frac{E}{2r} = {}^1/_2 \, i$. Sie ist also gerade halb so gross wie die Intensität beim Ruhezustande der Maschine. — Besteht die Säule aus x Elementen von der elektromotorischen Kraft e, so ist $E = xe$ und die beim Arbeitsmaximum verbrauchte Zinkmenge

$$z_0 = const. \, x \, i'_0 = \frac{x^2 e}{2r}, \text{ d. h. } A_0 = \frac{z_0 e}{2k}.$$

Die erzeugte Arbeit ist also wiederum der elektromotorischen Kraft e je-

des Elementes und der gesammten verbrauchten Zinkmenge z_0 proportional.

Die bei der Einheit der verbrauchten Zinkmenge erzeugte Arbeit ist $\frac{e}{2k}$. Sie ist also völlig unabhängig von der Anordnung der Batterie und der Leitung. Sie würde sich bei gleichem Zinkverbrauch also nur durch Aenderung der elektromotorischen Kraft e verstärken lassen.

Ist λ der Widerstand der Oberflächeneinheit der Elemente der Säule, σ die gesammte Oberfläche derselben, λ_l der Widerstand der Drathrollen, so ist unter Vernachlässigung der übrigen Widerstände bei Anordnung der Säule zu x Elementen

$$r = \frac{x^2 \lambda}{\sigma} + \lambda_l$$

also

$$A_0 = \frac{\sigma x^2 e^2}{4k(x^2\lambda + \lambda_l \sigma)}.$$

Das Arbeitsmaximum nimmt also bei gleicher Oberfläche der Säule mit der Zahl der Elemente zu. Ist der Widerstand $x^2\lambda$ der Säule so weit gewachsen, dass dagegen λ_l verschwindet, so erhält man nun das Arbeitsmaximum

$$A_0 = \frac{\sigma e^2}{4k\lambda}.$$

Im Ruhezustande der Maschine würde man das Maximum der Magnetisirung der Magnete erhalten, wenn $\frac{x^2\lambda}{\sigma} = \lambda_l$ ist. Bei dieser Anordnung der Säule wäre die Arbeit gleich

$$A_0 = \frac{\sigma e^2}{8k\lambda},$$

also gerade halb so gross, wie das wirklich zu erreichende Arbeitsmaximum.

Die genaue Berücksichtigung dieser Verhältnisse ist bei der Construction elektromagnetischer Maschinen von der grössten Wichtigkeit. Sie zeigen namentlich, dass, wie man auch die Grösse der Elektromagnete abändern mag, doch bei gleichbleibender elektromotorischer Kraft der Säule nur ein bestimmtes, dem Zinkverbrauch äquivalentes Maximum an Arbeitskraft in derselben erzielt werden kann [1]).

833 Werden umgekehrt Magnete in der Nähe von geschlossenen Stromkreisen bewegt, in denen sie Ströme induciren, welche ihrer Bewegung entgegenwirken, so muss wiederum die in den Stromkreisen erzeugte Wärmemenge der zur Bewegung der Magnete verwendeten Arbeit entsprechen,

[1]) Ein näheres Eingehen auf die praktische Bedeutung der elektromagnetischen Motoren gehört nicht hierher; vergl. auch noch Joule und Scoresby, Phil. Mag. Vol. XXVIII, p. 448. 1846.

vorausgesetzt, dass in den Magneten selbst nicht Wärmewirkungen, sei es durch Inductionsströme, sei es durch Reibung ihrer Moleküle aneinander bei etwaigen Veränderungen ihrer Magnetisirung auftreten. Dasselbe ergiebt sich bei Bewegung der Stromkreise vor den ruhenden Magneten. — Auf diese Weise hat Leroux[1]) eine grosse Magnetelektrisirmaschine, bei welcher viele, an einer Axe befestigte Spiralen vor Hufeisenmagneten rotirten, in Bewegung gesetzt, indem er um die Rotationsaxe eine mit Gewichten belastete Schnur wand. Er bestimmte jedesmal die beim Herabrollen derselben erzeugte Arbeit A, zuerst als die Inductionspiralen nicht in sich eine vollendete Schliessung bildeten. Sodann wurde in den Schliessungskreis ihrer Leitungsdräthe eine kleine Platindrathspirale eingefügt, welche in einem mit Wasser gefüllten Calorimeter lag, und wiederum die zur Drehung der Maschine erforderliche Arbeit A_1 und zugleich die in der Platinspirale entwickelte Wärmemenge W bestimmt. Da man den Widerstand des ganzen Schliessungskreises mit dem der Spirale verglichen hatte, konnte man auch die in ihm erzeugte totale Wärmemenge messen, welche dem Werth $A_1 - A$ äquivalent sein musste. Die Erwärmung eines Grammes Wasser um 1° C. erforderte hiernach bei drei Versuchen eine Arbeit von 469,67, 462,23, 442, im Mittel von 458 Kilogrammmetern; eine etwas zu hohe Zahl, da auch in den Magneten der Maschine selbst ein Theil der Wärme erzeugt wurde, welche nicht berechnet war.

Wurde in den Schliessungskreis ein Voltameter mit Kupfervitriollösung eingeschaltet, die sich zwischen einer negativen Platin- und zwei positiven Kupferelektroden befand, welche die Platinelektrode beiderseits umgaben, so wurde, abgesehen von der in dem Kreise erzeugten Wärme, in dem Voltameter für den Absatz jedes Grammes Kupfer eine Arbeit von 252 Kilogrammmetern verbraucht. Dieselbe war wohl in Folge der ungleichen Cohäsion des an der positiven Elektrode aufgelösten und an der negativen abgesetzten Kupfers verwendet worden.

Matteucci[2]) hat ebenfalls in einer elektromagnetischen Maschine Anker vor Elektromagneten rotiren lassen, deren Magnetisirungsspiralen aus zwei parallel gewundenen Dräthen bestanden. Der magnetisirende Strom wurde nur durch einen dieser Dräthe geleitet, und das Gewicht bestimmt, welches durch die Maschine in einer bestimmten Zeit auf eine gewisse Höhe gehoben wurde, jenachdem der zweite Drath offen oder in sich geschlossen war. Im zweiten Fall war die so geleistete Arbeit um eine Grösse A kleiner, indem in dem zweiten Gewinde Extraströme entstanden. Matteucci bestimmte nun die in dem letzteren erzeugte Wärmemenge W durch ein Calorimeter; sie sollte der Arbeit A äquivalent sein. Es berechnete sich so das mechanische Wärmeäquivalent zu 438,96.

---

[1]) Leroux, Ann. de Chim. et de Phys. T. L, p. 473. 1857.* — [2]) Matteucci, Compt. rend. T. XLVI, p. 1021, 1858;* Ann. de Chim. et de Phys. T. LIV, p. 297. 1858.*

834 Eine genauere Betrachtung der Inductionswirkungen, welche bei der Bewegung eines Magnetes oder eines vom Strom durchflossenen Leiters gegen einen zweiten vom Strom durchflossenen Leiter stattfinden, ist mit Hülfe der Potentiatheorie möglich[1]). Da die elektromagnetischen und elektrodynamischen Kräfte nach dem umgekehrten Verhältniss des Quadrates der Entfernung wirken, so ist auch jede Arbeit, welche durch dieselben bei Annäherung eines Magnetes an einen Leiter oder an einen Eisenkern, bei der Bewegung zweier Leiter gegeneinander geleistet wird, gleich der Differenz der Potentiale derselben aufeinander und auf sich selbst[2]) am Anfang und am Ende der Bewegung.

Wird zuerst durch die Bewegung eines Magnetes in einem vom Strom J durchflossenen Leiter ein Strom inducirt und dadurch die Intensität auf den Werth i reducirt, so wird nach §. 827 ausser der Erwärmung des Schliessungskreises noch eine Nebenarbeit geleistet, welche in der Zeit dt dem Werthe $A_i\,dt = R\,(J-i)\,i\,dt$ entspricht, wo R der Widerstand des Schliessungskreises ist. Ist nun das Potential des Magnetes auf den von der Einheit des Stromes durchflossenen Leiter gleich V, so ist die während der Zeit dt bei seiner Bewegung verbrauchte und jener geleisteten Nebenarbeit gleiche Arbeit $A_i\,dt = i\,\frac{dV}{dt}\,dt$. Es ist demnach

$$R\,(J-i)\,i\,dt = i\,\frac{dV}{dt}\,dt$$

oder, da $RJ = E$ die ursprüngliche elektromotorische Kraft im Schliessungskreise ist

$$i = \frac{E - \frac{dV}{dt}}{R}.$$

Die Grösse $\frac{dV}{dt}$ übernimmt also ganz die Stelle einer elektromotorischen Kraft; sie ist die elektromotorische Kraft des Inductionsstromes. Dieselbe ist unabhängig von i, also auch ohne Anwesenheit eines Stromes im Schliessungskreise thätig. Die Gesammtintensität des in diesem letzteren Falle während der Zeit t inducirten Stromes ist also

$$\int_0^t I_0\,dt = R\int_0^t \frac{dV}{dt}\,dt = \frac{V_t - V_0}{R}$$

wo V_t und V_0 die Werthe von V für $t = 0$ und $t = t$ sind.

Diese Formel stimmt ganz mit der von Neumann entwickelten Formel für die Intensität der inducirten Ströme (§. 605). Nur ist die Constante ε durch 1 ersetzt, indem die Einheiten der Constanten des Stromes anders

---

1) Helmholtz, Erhaltung der Kraft. Berlin 1847. S. 60*; Pogg. Ann. Bd. XCI, S. 255. 1854.* — 2) Ueber diese Begriffe siehe unter Anderen Clausius, die Potentialfunction. Leipzig 1859.

bestimmt sind. Die Einheit der Intensität ist willkürlich, die der elektromotorischen Kraft eine solche, dass dieselbe in einem Drath vom Widerstande $R = 1$ die Intensität Eins erzeugt; als Einheit des Widerstandes ist aber ein Drath von solchem Widerstand anzunehmen, dass in ihm durch den Strom von der Intensität Eins die der Arbeit Eins entsprechende Wärmemenge erzeugt wird.

Wird die Induction in einer Spirale durch einen Eisenkern hervorgebracht, welcher elektromagnetisirt wird, so wird, wenn das Potential des letzteren auf die Spirale gleich der des genäherten Magnetes auf dieselbe ist, dieselbe Inductionswirkung hervorgebracht.

Werden ebenso zwei Stromesleiter A_I und A_{II} bewegt, in denen die elektromotorischen Kräfte E_I und E_{II} thätig sind, so induciren sie gegenseitig ineinander Ströme. Die Intensität der Ströme in ihnen mit Ausschluss der Inductionsströme sei J_I und J_{II}, mit denselben i_I und i_{II}; ihr Potential aufeinander in einer bestimmten Lage, wenn beide von einem Strom Eins durchflossen gedacht werden, sei gleich V; ihre Widerstände seien R_I und R_{II}. Dann ergiebt sich die in beiden in der Zeit dt erzeugte Nebenarbeit, welche der bei der Bewegung der Leiter verbrauchten Arbeit gleich ist:

$$R_I\,(J_I - i_I)\,i_I dt + R_{II}\,(J_{II} - i_{II})\,i_{II} dt = i_I i_{II} \frac{dV}{dt}\,dt,$$

oder da $R_I J_I = E_I$ und $R_{II} J_{II} = E_{II}$ ist,

$$i_I^2 R_I + i_{II}^2 R_{II} = i_I E_I + i_{II} E_{II} - i_I i_{II} \frac{dV}{dt}.$$

Ist die Intensität J_{II} gegen J_I sehr klein, so ist die durch den Leiter A_{II} in A_I inducirte elektromotorische Kraft zu vernachlässigen, i_I ist nahezu gleich J_I, wir können $i_I^2 R_I = i_I E_I$ setzen, und es ist die in dem Leiter A_{II} entwickelte Wärme äquivalent der Arbeit

$$i_{II}^2 R_{II} = i_{II} E_{II} - J_I i_{II} \frac{dV}{dt}.$$

Ist dagegen J_I gegen J_{II} klein, so können wir umgekehrt die in A_{II} inducirte elektromotorische Kraft vernachlässigen und erhalten die im Leiter A_I entwickelte Wärme

$$i_I^2 R_I = i_I E_I - i_I J_{II} \frac{dV}{dt}.$$

Daraus ergiebt sich

$$i_{II} = \frac{E_{II} - J_I \dfrac{dV}{dt}}{R_{II}}, \qquad i_I = \frac{E_I - J_{II} \dfrac{dV}{dt}}{R_I},$$

die in beiden Leitern bei den Stromintensitäten J_I oder J_{II} gleich Eins inducirten elektromotorischen Kräfte sind also gleich, wie es auch Neumann gefunden.

Auf diese Weise folgen also die Inductionsgesetze direct aus dem Prinzip von der Erhaltung der Kraft.

834a Die Arbeit endlich, welche überhanpt bei der Magnetisirnng von Eisen nnd Stahl verwendet und bei der Entmagnetisirung derselben wieder gewonnen werden kann, berechnet sich etwa in folgender Art:

Wird einer Eisenmasse ein unveränderlicher Stahlmagnet aus unendlicher Entfernung genähert, so wird dabei eine doppelte Arbeit erzeugt; einmal die auf die Magnetisirung des Eisens verwendete Arbeit, welche gleich dem Potential W des in demselben vertheilten Magnetismns auf sich selbst ist, nnd sodann eine Arbeit, welche der Bewegung des Magnetes entspricht und ersterer gleich, d. h. ebenfalls gleich W sein mnss. Es sei nun V das Potential des Magnetes auf die magnetisirte Eisenmasse. Wird dieselbe auf irgend eine Weise magnetisch erhalten nnd sodann der Stahlmagnet in unendliche Entfernung gebracht, so ist die gesammte dabei gethane Arbeit gleich V. Diese muss der bei der vorherigen umgekehrten Bewegung erzeugten Arbeit entsprechen; es ist also $2W = -V$ oder $W = -\frac{V}{2}$. Die Arbeit W könnte bei dem Verschwinden des Magnetismus, oder, wenn derselbe, wie im Stahl, permanent fixirt bleibt, bei einer Bewegnng desselben wieder gewonnen werden. Es wird indess diese Bedingung nnr gelten, wenn sich der Magnetisirung des Eisens und Stahles keine Hindernisse in den Weg stellen. Wird aber z. B. durch die Reibung der sich nmlagernden magnetischen Moleküle im Eisen Wärme erzeugt n. dgl. m., so würde der Werth $\frac{1}{2}V - (-W)$ die hierzu verbrauchte Arbeit darstellen.

Drittes Capitel.

Theorie der Elektricitätserregung beim Contact heterogener Körper.

Wir kommen am Schlusse unseres Werkes noch einmal auf die Be- 835
trachtung zurück, in welcher Weise die Elektricitätserregung bei der Bildung eines galvanischen Stromes vor sich geht, und wie sich die gebildeten Elektricitäten allmälig in einem constanten Strom vereinen.

Wir haben, abgesehen von der Induction, im Wesentlichen zwei Arten von Elektricitätserregung bei der Bildung von Strömen zu besprechen gehabt; einmal die bei Berührung heterogener Körper auftretende, wobei wir bisher stets die Anwesenheit eines Electrolytes als nöthig erkannten; sodann die bei Erwärmung der Berührungsstelle sich bildende thermoelektrische Erregung. — Die Thl. I, §. 523 und flgde. besprochene mechanische Stromerregung möchte sich auf die erstere zurückführen lassen.

Die Elektricitätserregung bei Berührung heterogener Körper ist seit dem Beginn der galvanischen Electricitätslehre in doppelter Weise aufgefasst worden. Von seinen Fundamentalversuchen geleitet, glaubte Volta [1]) zuerst, dass allein bei der Berührung heterogener Metalle Electricitäten entwickelt würden, welche sich durch die Körper, welche nicht der Spannungsreihe angehören, im Strome ausglichen. Da indess bald der Nachweis der Elektricitätserregung beim Contact von Metallen und Flüssigkeiten geführt wurde, so nahm er hiezu auch diese Erregungsart an, zu der später noch die Elektricitätsentwickelung beim Contact zweier Flüssigkeiten nnd von Flüssigkeiten mit Metallen kam, deren Oberfläche mit Gasen beladen waren. — Jedenfalls sollte indess nach der Ansicht von

[1]) Volta, Rapport fait à la classe des siences math. et phys. de l'institut. Paris 1. Dec. 1801; Gilb. Ann. Bd. X, S. 389. 1802.*

Volta und seinen Nachfolgern die Elektricitätserregung in allen Fällen ganz analog der Erregung beim Contact zweier Metalle vor sich gehen, und vor Allem sollten die chemischen Processe in der Kette nur secundär eine Folge dieser, durch die Contactkraft vertheilten und sich nachher im Strome ausgleichenden Elektricitäten sein. Auf diese Art war der Grund zu der sogenannten Contacttheorie gelegt. Da diese Theorie hypothetisch eine, die Elektricität erregende Contactkraft hinstellt, ohne sich über das Wesen derselben weitere Vermuthungen zu erlauben, so hat sie im Laufe der Zeit nicht sehr bedeutende Abänderungen erlitten.

836 Meist hat man die Contactkraft als eine ungleich starke Anziehung der einander berührenden heterogenen Körper gegen die entgegengesetzten Elektricitäten aufgefasst. Dann kann man entweder annehmen, dass direct beim Contact zweier Körper, z. B. von Kupfer und Zink, ein Theil der negativen Elektricität des Zinks zum Kupfer, ein Theil der positiven Elektricität des Kupfers zum Zink übergeht, oder, wie es Fechner auch bei der Verbindung des Wasserstoffs und Sauerstoffs zu Wasser (vergl. Thl. I, §. 274) darstellt, dass ein Theil der negativen Elektricität des Zinks sich mit einem gleichen Theil der positiven Elektricität des Kupfers vereint, und die auf diese Weise freigewordene positive Elektricität im Zink, die negative im Kupfer verbleibe.

Diese Ansicht hat die frühere von Volta[1]) selbst aufgestellte Theorie verdrängt, dass durch die Contactkraft die beiden Elektricitäten einen Antrieb von der Contactstelle der heterogenen Körper fort erhielten, und die geladenen Metalle sich dann ihrer Ladung wieder zu entledigen strebten. Volta ging hiebei nur von der Annahme einer Elektricität aus, die z. B. durch die Contactstelle von Silber zum Zink getrieben würde, während das erstere dieselbe sich wieder zu verschaffen strebte (siehe weiter unten).

837 Die Wiedervereinigung der durch die Contactkraft getrennten Elektricitäten betrachtete man meist als ein einfaches, je nach der Leitungsfähigkeit der Körper im Schliessungskreise schneller oder langsamer erfolgendes Zusammenströmen derselben nach ihrer Trennung[2]). Jäger[3])

[1]) Volta, Gilb. Ann. Bd. IX, S. 380. 1801;* Bd. X, S. 425. 1802;* Bd. XII, S. 498. 1803.*

[2]) Wir begnügen uns, nur die wichtigeren der jetzt nicht mehr mit der Erfahrung übereinstimmenden Abänderungen dieser und der chemischen Theorie zu geben, um so mehr, als die früheren Ansichten schon von Pfaff in Gehler's physikalischem Wörterbuch, Bd. IV, Cap. Galvanismus,* von Munke, ebendaselbst im Registerband I, S. 180* und von Seyffer in seiner „Geschichtlichen Darstellung des Galvanismus" Stuttgart 1848* zusammengestellt worden sind.

[3]) Jäger, Gilb. Ann. Bd. LII, S. 81, 1816;* Vergl. auch Reinhold, Gilb Ann. Bd. X, S. 464, 1802;* Bd. XII, S. 34, 1803* und Erman in Folge seiner Thl. I, §. 62 beschriebenen Versuche, Gilb. Ann. Bd. XI, S. 89. 1802*. Auch Berzelius schloss sich der Theorie von Jäger eine Zeit lang an (Lehrb. I Aufl. Bd. I. S. 594), bis er zuletzt zur gewöhnlichen Contacttheorie überging (Lehrb. der Chemie Aufl. V, Bd. I, S. 83, 1843.*

indess glaubte, analog wie bei der trockenen Säule sollten auch bei der gewöhnlichen Säule die Leiter zweiter Klasse zuerst als Isolatoren wirken, durch welche hindurch die Elektricitäten an den Metallplatten sich bänden. Dann sollten sie eine langsame Vereinigung der Elektricitäten durch ihre Masse gestatten. Wir sahen schon Thl. I. §. 30, dass diese Theorie für die trockne Säule auf Widersprüche stösst, welche sich bei der Hydrosäule wiederholen.

Die chemischen Processe in dem Leiter zweiter Classe wurden von den meisten Anhängern der Contacttheorie als völlig secundär angesehen; indess schon Davy [1]) nahm an, dass dieselben an der Strombildung einen wesentlichen Antheil nähmen. Die durch die schlecht leitenden Flüssigkeiten einer Kette, z. B. Zink, Kochsalzlösung, Kupfer sich bindenden Elektricitäten der Metalle sollten in der Art auf die Lösung wirken, dass die beiden mit entgegengesetzten Elektricitäten geladenen Bestandtheile derselben, Sauerstoff und Säure, sowie Wasserstoff und Alkali, zu den Metallen hingeführt würden und dadurch das elektrische Gleichgewicht aufhöben, indem das Zink sich auflöste und der Wasserstoff entwiche. Die Contactkraft zwischen den Metallen stellte dann die Ladung von Neuem wieder her. — Spätere Physiker sind immer mehr in Betreff der Rolle, welche der elektrolytische Process bei der Ausgleichung der durch den Contact erregten Elektricitäten spielt, auf die weiter unten ausgeführten Ansichten zurückgekommen.

Die Contacttheorie wurde von vielen Physikern angegriffen. Nament- 838
lich wurde die Bedeutung der Fundamentalversuche in Zweifel gezogen, worauf wir später noch zurückkommen. Sodann konnte die Contacttheorie nicht genügende Rechenschaft geben von dem Einfluss der chemischen Processe, welche in vielen Fällen selbst die Richtung des entstehenden Stromes vorhersagen lassen [2]). Deshalb stellte man der Contacttheorie die chemische Theorie gegenüber, welche eine nähere Erklärung der Elektricitätserregung beim Contact geben will. Nach derselben soll diese nur dann auftreten, wenn zugleich eine wirkliche chemische Einwirkung der einander berührenden Körper, oder doch eine, wenn auch nicht direct mit chemischen Processen verbundene Störung des chemischen Gleichgewichtes, eine „Tendenz zur chemischen Wirkung" zwischen denselben in Thätigkeit kommt. Nach dieser Theorie sollte also beim Contact von Me-

[1]) Davy, Phil. Trans. 1826. p. 407;* Gilb. Ann. Bd. XXVIII, S. 181. 1808.*

[2]) Wenn Faraday, (Exp. Res. Ser. VIII, §. 880 u. flgde.*) zu zeigen versuchte, dass zwischen einer Zink- und Kupferplatte, die einerseits in verdünnte Säure, andererseits in Jodkaliumlösung tauchten, letzteres zersetzt wurde, so beweist dies nichts gegen die Contacttheorie, da dieselbe die Elektricitätserregung zwischen Metallen und Flüssigkeiten nicht leugnet. Ebenso wenig würde die Anfangs von ihm vermuthete Existenz des Schliessungsfunkens eines einfachen Elementes beweisend sein. — Andere Einwürfe gegen die Contacttheorie, dass sie die stromschwächende Wirkung der in einen elektrolytischen Leiter eingeschobenen Zwischenplatten, die Zunahme der Wirkung der Säule in oxydirenden Flüssigkeiten und Gasen nicht zu erklären vermöge, sind durch die Untersuchung der Polarisationserscheinungen beseitigt. Ebenso wenig sprechen die Vorgänge bei der Elektrolyse direct weder für noch gegen diese Theorie, da der Ort, so wie die Art der Elektricitätserregung im Stromkreise für dieselben ganz gleichgültig ist.

tallen im Allgemeinen keine Elektricitätserregung stattfinden, sondern zu derselben die Anwesenheit zweier Körper, die chemisch aufeinander wirken könnten, unbedingt erforderlich sein [1]).

Früher nahm man allgemein an, dass nur dann eine Elektricitätserregung und ein Strom auftreten könnte, wenn die einander berührenden Körper, auch schon ohne einen geschlossenen Kreis zu bilden, chemisch auf einander einwirkten. Dieser Satz ist mit grosser Bestimmtheit u. A. von Ritter [2]) ausgesprochen worden.

839 Zuerst schrieb man der Oxydation allein den Grund der Elektricitätserregung in der Kette zu. So meint Bostock [3]), bei der Oxydation des Zinks in Wasser verbinde sich das Zink mit dem Sauerstoff; die dabei entwickelte (positive) Elektricität werde durch den Wasserstoff fortgenommen und der zweiten, negativen Erregerplatte zugeführt. Das oxydirbarere Metall soll hiernach also in der Kette das elektropositive Metall sein. Mit der Verstärkung der Oxydation sollte die elektromotorische Wirkung der Kette gleichfalls gesteigert werden. — Diese Oxydationstheorie erhielt eine grosse Stütze durch die Beobachtungen, namentlich von Davy und Anderen [4]), dass die Wirksamkeit der Kette durch Zusatz von oxydirenden Substanzen, z. B. Salpetersäure, zu der Flüssigkeit wesentlich verstärkt würde; eine Wirkung, welche indess nach den neueren Untersuchungen nur auf der Verminderung der Polarisation beruht. Auch fand man bald Säulen, bei denen gerade das stärker oxydirte Metall die Rolle des negativen Erregers spielt, so z. B. bei den Säulen mit zwei Flüssigkeiten nach Davy (Zinn, Salpetersäure, Wasser, Zinn u. s. w.) (Thl. I, §. 37) und nach Berzelius [5]) (Zink, Lösung von schwefelsaurem Zinkoxyd, Salpetersäure, Kupfer).

Allgemeiner hat zuerst Parrot [6]) die chemische Theorie aufgefasst. Die Oxydation ist bei ihm nur ein Beispiel ähnlicher elektromotorisch wirkender chemischer Processe. Durch die Oxydation des Zinks in dem Element Zink, Flüssigkeit, Kupfer soll dasselbe $-1E$, die Flüssigkeit $+1E$, ebenso durch die Oxydation des Kupfers die letztere $+1E$, ersteres $-1E$ erhalten. Anfangs sollen die Elektricitäten durch die gebildeten trocknen Oxydschichten getrennt bleiben und so durch den Condensator nachzuweisen sein; später binden sie sich vollkommen. Wird aber die $-1E$ des Zinks zur Erde abgeleitet, so bindet $+1E$ der Flüssigkeit die $-1E$ des Kupfers, und die übrigbleibende $+1E$ der ersteren soll grösstentheils in das Kupfer übergehen, da dasselbe eine vier- bis fünfmal so grosse Capacität für Elektricität habe als das Zink; eine durchaus willkürliche Annahme. Durch fortgesetzte analoge Wirkung sollte dann die Zunahme der Spannung in der Säule stattfinden.

---

[1]) Siehe auch §. 849. — [2]) Ritter, Elektr. System. der Körper S. 49. 1805.* — [3]) Bostock, Nichols. Journ. Vol. II, p. 296; Vol. III, p. 3. 1802. — [4]) Vergl. Thl. I, §. 360 und 362; auch Wollaston, Phil. Trans. 1801. S. 427:* Bucholz, Gilb. Ann. Bd. IX, S. 455. 1801;* Heidmann, Gilb. Ann. Bd. X, S. 50. 1802;* Bd. XXI, S. 85. 1805.* — [5]) Berzelius, Lehrbuch, Aufl. V, Bd. I, S. 87. 1843.* — [6]) Parrot, Lehrbuch der Physik Bd. II, S. 569. Dorpat 1811.*

Viel vollständiger ist die chemische Theorie von de la Rive [1]) durchgeführt worden. Er fasst dieselbe in folgenden drei Sätzen zusammen: 840

1) In einem Element ist stets die Metallplatte die elektropositive, welche von der erregenden Flüssigkeit einen stärkeren chemischen Angriff erfährt; so also bei ungleich grossen Platten die grössere, (was nicht richtig ist), bei Platten aus ungleichem Metall die stärker angegriffene. (In verdünnter Säure ist Eisen gegen Kupfer positiv, in Schwefelkalium negativ; ebenso in verdünnter Säure oder Kali Zinn positiv gegen Kupfer, in Ammoniak umgekehrt.) Bei Elementen mit zwei Flüssigkeiten sollte die Einwirkung derselben auf einander den Strom erzeugen, und so die saure Flüssigkeit positiv, die alkalische negativ werden. Findet kein sichtbarer Angriff statt, z. B. wenn Kali und Salpetersäure, in denen Platinelektroden stehen, durch Salpeterlösung von einander getrennt sind, so soll die Massenwirkung jener Stoffe gegen die Bestandtheile der Lösung doch einen analogen chemischen Process darstellen.

2) Ohne chemischen Angriff des einen Metalles durch die erregenden Flüssigkeiten oder letzterer untereinander entsteht keine Elektricitätserregung, so zwischen Gold und Platin in reiner Salpetersäure, zwischen Platin und Palladium in verdünnter Schwefelsäure. Bei Zusatz von einem Tropfen Chlorwasserstoffsäure im ersten Fall wird das Gold, von Salpetersäure im zweiten wird das Palladium angegriffen und deshalb positiv.

3) In gewissen Fällen treten Abweichungen ein; so ist z. B. Kupfer oder Zink in verdünnter Schwefelsäure oder Lösung von Zinkvitriol oder Chlorzink positiv gegen dieselben Metalle in Salpetersäure, obgleich letztere stärker angegriffen werden [2]). Da beim Ersetzen der Metallplatten durch die nicht angegriffenen Platinplatten ein umgekehrter Strom eintritt, so kann diese Anomalie nicht von der Wechselwirkung der Flüssigkeiten untereinander herrühren. Der Grund derselben soll deshalb darin liegen, dass einmal die beiden an der Berührungsstelle der Metalle mit den Säuren geschiedenen Elektricitäten nur zum Theil sich durch den ganzen Stromkreis ausgleichen, sondern in ungleichem Maasse an beiden Elektroden direct durch die Berührungsstelle wieder zu einander hinfliessen; dann auch, dass die von den Contactstellen ausgehenden, und den Schliessungskreis in entgegengesetzter Richtung durchfliessenden Ströme verschiedene Widerstände des Ueberganges finden, und so nach den besonderen Verhältnissen der eine oder der andere überwiegt. Diese Uebergangswiderstände wollte de la Rive dann auch bei Anwendung von Zwischenplatten wiederfinden. Auch schon in der einfachen Kette sollte ein analoges Verhalten eintreten können, wenn beide Metalle von der Flüssig-

[1]) De la Rive, Recherches sur la cause de l'électricité voltaique. Mém. de la Soc. de phys. et d'histoire naturelle de Genève 1836. (3 Mémoires);* vergleiche auch Ann. de Chim. et de Phys. T. XXXVII, p. 225. 1828;* T. XXXIX, p. 297. 1828;* Pogg. Ann. Bd. XV, S. 98;* Pogg. Ann. Bd. XXXVII, S. 506;* Ann. de Chim. et de Phys. T. LXII, p. 147. 1836;* Pogg. Ann. Bd. XL, S. 355. 1837.* — [2]) Berzelius, Lehrbuch 5. Aufl. Bd. I, S. 85. 1843.*

keit angegriffen werden. — Letztere Annahmen sind indess sehr willkürlich. Auch hat de la Rive neuerdings seine Theorie mit der Theorie von Schönbein vertauscht. Wir können deshalb wohl auch auf ein weiteres Eingehen auf seine, in manchen Punkten unrichtige ältere Theorie der zusammengesetzten Säule verzichten, bei der er auch die von Poggendorff widerlegte Annahme eines Rückstromes (Thl. I, §. 74) macht [1]).

841 Auch Faraday [2]) schloss sich Anfangs den Ansichten von de la Rive in den meisten Punkten an, um so mehr, als seine elektrolytischen Untersuchungen ihn noch besonders auf die innigen Beziehungen zwischen den galvanischen Strömen und den chemischen Wirkungen aufmerksam machten. Auch er versucht zu zeigen, dass eine Reihe von Ketten, in denen die Metalle nicht von dem Elektrolyt angegriffen werden, keinen Strom liefern; so z. B. in Schwefelkaliumlösung: Eisen oder Nickel mit Platin, Gold oder Palladium; Platin mit Gold oder Palladium; Schwefelkies, Eisenkies, durch Verbrennen von Eisen gewonnenes Eisenoxyd mit Platin; Schwefelwismuth mit Gold, Palladium, Eisen, Nickel, Blei; Schwefelblei mit denselben Metallen und Platin oder Schwefelwismuth; ferner in salpetrichter Säure: reines oder in einer Flamme oxydirtes Eisen mit Platin; endlich in Kalilauge: Silber, Nickel oder Eisen mit Platin u. s. w. In den letzteren Fällen entstand meist Anfangs ein schnell verschwindender schwacher Strom; das erstgenannte Metall war positiv. — Dagegen zeigen dieselben Flüssigkeiten mit Metallen, auf welche sie chemisch einwirken, sogleich einen starken Strom; so Zinn, Blei, Wismuth mit Platin oder Gold in gelber Lösung von Schwefelkalium. Auch hier hört der Strom bald auf, beim Zinn wegen Bildung von nicht leitendem Schwefelzinn, beim Blei und Wismuth wegen Bildung von gut leitenden Schwefelmetallen, die indess von der Lösung nicht weiter angegriffen werden. Kupfer, Antimon, Silber, Cadmium, Zink geben mit Platin in derselben Lösung andauernde Ströme, da die gebildeten Sulfurete porös oder flockig oder in der Flüssigkeit löslich sind; ebenso verhält sich graues Schwefelkupfer mit Platin, da es aus der Lösung noch mehr Schwefel aufnehmen kann. Kupferkies, der letzteres nicht mehr zu thun vermag, ist dagegen unwirksam mit Platin. Faraday zeigt ferner, dass jede chemische Veränderung der Lösung die Intensität der Ströme oder auch sogar bei Umkehrung der chemischen Thätigkeit ihre Richtung ändern kann; so auch Erwärmen oder Verdünnen der Lösung, sowohl beim Einsenken zweier gleicher oder verschiedener Metallplatten in dieselbe als auch in zwei einander berührende Flüssigkeiten (vgl. Thl. I, §. 40, 441 und flgde.).

---

[1]) Einwände gegen diese Theorie: Pfaff, Ann. de Chim. et de Phys. T. XLI, p. 236. 1829;* Becquerel, ibid. T. XLVI, p. 286. 1831;* Marianini, ibid. T. XLV, p. 113. 1830* und die §. 844 citirten Abhandlungen. — [2]) Faraday, Exp. Res. Ser. VIII, XVI, XVII und XVIII.*

Abweichend von den bisher mitgetheilten Theorieen ist die Theorie 812
von Gmelin[1]). Entsprechend der Thl. I, §. 274 ausgeführten Theorie von Fechner hat der elektropositive Bestandtheil eines Elektrolytes (Wasserstoff im Wasser) einen Theil seiner negativen, der elektronegative (Sauerstoff) einen Theil seiner positiven Elektricität bei der Verbindung (zu Wasser) unter Wärme- und Lichtentwickelung verloren. Kommt nun z. B. Zink mit saurem Wasser in Berührung, so hat es grössere Verwandtschaft zum Sauerstoff, als der Wasserstoff; die zunächstliegenden Moleküle des Wassers richten sich, ähnlich wie bei der Elektrolyse, mit ihren Sauerstoffatomen gegen das Zink und wenden ihre Wasserstoffatome von demselben ab. Es soll sich nun das Zink mit dem Sauerstoff des nächstliegenden Wasseratoms verbinden und dadurch mit negativer Elektricität geladen werden, welche zum grössten Theil zum Wasserstoff des Wasseratoms übergeht, und dasselbe in seinen natürlichen unelektrischen Zustand wie vor der Verbindung versetzt. Da indess der zwischen Zink und Wasserstoff liegende Sauerstoff diesen Uebergang erschwert, so zeigt das Zink am Elektroskop noch eine schwache negative Ladung; der Wasserstoff erhält nicht ganz die genügende Menge negativer Elektricität und entzieht sie deshalb dem Wasser, welches mithin eine schwache positive Ladung zeigt. Dies soll der rein chemische Process bei der Lösung des Zinks sein, bei welchem also kein galvanischer Strom auftritt.

Ein unabhängig vom Zink in das Wasser gestelltes Metall (Kupfer), welches geringere Affinität zum Sauerstoff hat, soll sich ebenso wie das Zink verhalten. Auch ihm würden sich die Sauerstoffatome der zunächst liegenden Wassertheilchen zukehren, so dass an einer, zwischen beiden Metallen liegenden Stelle der Flüssigkeit zwei Wasserstoffatome aneinanderstiessen. Wird das Zink mit dem Kupfer metallisch verbunden, so geht die negative Elektricität des ersteren zum grössten Theil zu letzterem, welches schwächer negativ erregt ist, und zieht daselbst den Wasserstoff des nächstliegenden Wasseratoms an, so dass sich nun alle Wassertheilchen mit ihrem Wasserstoffatom dem Kupfer zukehren, und endlich der Wasserstoff des Wassers am Kupfer selbst entweicht. Die so eingeleitete chemisch-galvanische Zersetzung dauert dann fort, wie wir Thl. I, §. 271 ausgeführt haben. Der galvanische Strom soll also nur in Folge des Widerstandes entstehen, der dem Uebergang der geringen, im Zink zurückbleibenden negativen Elektricität zum Wasserstoff des benachbarten Wasseratoms entgegensteht; eine sehr wenig wahrscheinliche Annahme. Mit dem Wachsen der galvanisch-chemischen Thätigkeit nimmt daher die rein chemische an der Oberfläche des Zinks ab. — Bei Anwendung von reinem Wasser findet die Oxydation wegen Bildung von Oxyd langsamer statt, als bei Anwendung von verdünnter Säure, die das gebildete Oxyd löst und prädisponirend wirkt. Daher geht bei letzterer in derselben Zeit mehr Elek-

[1]) L. Gmelin, Lehrbuch der Chemie 5. Aufl. Bd. I, S. 315. 1852;* auch Pogg. Ann. Bd. XLIV, S. 1. 1838.*

tricität vom Zink zum Kupfer; indess nimmt dadurch die „Spannung" nicht zu, da diese von der Menge der negativen Elektricität abhängt, die nicht vom Zink zum Wasserstoff übergeht. Eben diese Spannung hängt dann auch von der Differenz der Affinitäten des Zinks und Kupfers zum Sauerstoff ab. — Aehnlich wie diese Metalle verhalten sich andere Metalle, die zum elektronegativen Bestandtheil der erregenden Flüssigkeit ungleiche Verwandtschaft haben. Auch ein Superoxyd giebt, mit einem Metall combinirt, in einem Elektrolyt Ströme, indem es an den letzteren Sauerstoff abtritt, der zuletzt zum zweiten Metall gelangt. Das reducirte Oxyd nimmt aus diesem Metall durch den verbindenden Drath die ihm bei seiner Verbindung zu Superoxyd entschwundene negative Elektricität auf, und diese negative Elektricität erhält das Metall entweder durch chemische Einwirkung der Flüssigkeit, z. B. Oxydation, wieder, oder dadurch, dass die Flüssigkeit bei der Aufnahme des Sauerstoffes des Superoxydes freie negative Elektricität erhält. — Die Zunahme der Spannung in der offenen und der Stromintensität in der geschlossenen vielpaarigen Säule erklärt sich dann einfach durch Addiren der Wirkungen ähnlich wie in Thl. I, §. 22. Sind in zwei Elementen $Z'K'$ und $Z''K''$ die Platten K' und Z'' verbunden, so verbindet sich die positive Elektricität von K' mit der negativen von Z'', so dass beide unelektrisch werden. Da nun die Spannungsdifferenz zwischen Z' und K', sowie Z'' und K'', constant bleibt, so nehmen jetzt Z' und K'' die doppelten Elektricitätsmengen an wie vorher, während sich durch Z'' und K' noch einmal ebenso grosse Elektricitätsmengen wie vorher ausgleichen u. s. w.

843 Während in den bisher behandelten Theorieen, wenigstens für die Bildung eines galvanischen Stromes, die Anwesenheit eines Elektrolytes meist stillschweigend als nothwendig vorausgesetzt wurde, sind namentlich Becquerel und Matteucci genauer auf diese Frage eingegangen. Nach Becquerel[1]) soll die Anwesenheit eines Elektrolytes zur Elektricitätserregung nicht nöthig sein. Es soll bei allen chemischen Actionen Elektricitätsentwickelung eintreten. Zuerst soll jede Verbindung die Ursache einer Elektricitätserregung sein, so z. B. die Verbindung der Säuren und Alkalien in der Säure-Alkali-Kette. Bei Berührung zweier Säuren soll sich aus diesem Grunde stets die oxydirendere mit positiver Elektricität laden; ebenso bei Berührung zweier Salzlösungen diejenige, welche die oxydirende Säure enthält (Lösungen von Nitraten und Sulfaten). Bei den Zersetzungen sollte gerade die umgekehrte Elektricitätsentwickelung wie bei den Verbindungen eintreten; dagegen bei Zersetzungen durch doppelte Wahlverwandtschaft keine Elektricität erregt werden. Auch bei der Verbindung einfacher Körper, z. B. bei der Verbrennung, soll stets

[1]) Becquerel, Traité T. VI, p. 333. 1840;* Compt. rend. T. XXVIII, p. 658. 1849;* T. XXXVIII, p. 758. 1854.*

Elektricität auftreten, und zwar soll sich der verbrennende Körper negativ laden. Ebenso würde auch bei der Verbindung von Metallen mit Chlor, Brom, Jod eine negative Ladung der ersteren zu erwarten sein. — Der galvanische Strom sollte unmittelbar eine Folge der bei diesen Processen stattfindenden Elektricitätsentwickelungen sein. Nur wenn z. B. der eine in eine Verbindung eingehende Körper, wie in dem letzten Beispiel, ein Nichtleiter ist, so soll kein Strom entstehen können.

Gegen diese Ansichten wendet Matteucci ein, dass bei Verbrennung von reiner Kohle oder Zink in Luft oder Sauerstoff, von Kupfer, Zinn, Antimon, Zink in Chlor die verbrennenden Körper einen mit ihnen verbundenen Condensator nicht laden; dass ebensowenig beim Erhitzen von Silberoxyd, Bleisuperoxyd, Goldchlorid in einem mit einem Condensator verbundenen Platintiegel eine Ladung des letzteren wahrzunehmen ist, so dass also weder eine directe Verbindung noch eine Zersetzung Elektricität hervorruft. — Indess können diese Resultate auch nur dadurch bedingt sein, dass die Elektricität des bei der Verbrennung und Zersetzung fortgehenden Gases nicht abgeleitet wurde. Wenigstens erhielt Gaugain [1]) beim Verbrennen einer mit dem Condensator verbundenen Kohle in Sauerstoff, bei der Matteucci keine Ladung des Condensators wahrnahm, stets eine solche, als über der Kohle eine zur Erde abgeleitete Platinspirale angebracht wurde. — Wenn ferner Matteucci ein Element aus einer Platinplatte in Lösung von schwefelsaurem Kupferoxyd und einer Platte von Kupfer, Wismuth, Zinn oder Quecksilber in Lösung von schwefelsaurem Kali zusammensetzte und keine Zunahme der Stromintensität bemerkte, als er in die letztere Lösung Chlor, Brom oder Jod einführte, obgleich sich das elektropositive Metall schneller löste, so ist dies auch kein Gegenbeweis gegen die Elektricitätserregung bei der Verbindung der Salzbildner mit den Metallen, da hier diese chemische Action mit der Bildung des galvanischen Stromes selbst nicht in unmittelbarem Zusammenhange steht. An der Platinplatte verstärken die Salzbildner den Strom durch Aufhebung der Polarisation. — Matteucci will nach seinen Versuchen im Gegensatz zu Becquerel, dass nur dann eine Elektricitätserregung eintrete, wenn ein Elektrolyt zersetzt wird und sich ein Ion desselben ausscheidet. — So soll z. B. beim Einschütten von Chlorwasserstoffsäure in einen mit dem Elektroskop verbundenen Eisentiegel sogleich eine negative Ladung desselben erfolgen und eine in den entweichenden Dampf gehaltene Platinplatte sich positiv laden. Ebenso soll ein Platintiegel, in dem sich ein Stückchen Kalium befindet, beim Aufschütten von Wasser sich negativ laden, so dass also stets, wenn der elektronegative Bestandtheil des Elektrolytes, Chlor oder Sauerstoff, sich mit dem Metall im Tiegel verbindet, das letztere sich negativ ladet.

Ein galvanischer Strom soll hierbei stets entstehen, wenn die Elemente eines Elektrolytes durch die Affinität der einen oder beider Elek-

[1]) Gaugain, Compt. rend. T. XXXVIII, p. 731. 1854.*

troden der Kette gegen dieselben von einander getrennt werden. Wird diese Affinität vermehrt, so soll die elektromotorische Kraft des Elementes wachsen. Dies soll nach Matteucci z. B. eintreten, wenn die Lösung an der elektronegativen Erregerplatte der Kette mit Chlor u. s. w. gesättigt wird, und dadurch eine Affinität derselben gegen den Wasserstoff des Wassers erzeugt wird. Die bei der Verbrennung von Kohle u. s. w. erzeugten Elektricitätsentwickelungen will Matteucci [1]) alle auf einen Gehalt derselben an Wasser zurückführen, welches bei der Verbrennung verdunstet und nun zwischen der Kohle und dem über ihr befindlichen ableitenden Drath zersetzt wird; eine Annahme, die indess doch noch genauer geprüft werden müsste, da wir doch nicht wissen, welche Rolle die Temperaturerhöhung bei den Verbrennungsprocessen spielt.

Zur Beurtheilung, ob die Theorie der Elektricitätserregung von Becquerel oder von Matteucci mehr der Wirklichkeit entspricht, erscheint es wichtig, einen entscheidenden Versuch zu besitzen, welcher zeigt, ob wirklich bei der Verbindung einfacher Körper Elektricität frei wird. Bringt man aber in Quecksilber einen Platinstreifen und einen Streifen von Zink oder Blei oder Legirungen von Zink, Zinn oder Blei, welche mit den Leitungsdräthen eines Galvanometers verbunden sind, so erhält man nach Moser [2]) einen Strom, während jene Metalle sich amalgamiren, der durch die Berührungsstelle vom Quecksilber zum amalgamirten Metall geht. Findet keine Amalgamation statt, z. B. bei Anwendung von Kupfer, so zeigt sich auch kein Strom. Ist das Quecksilber stark mit Zink verunreinigt, so kehrt sich die Stromesrichtung bei wiederholtem Einsenken von Zink um. — Eine weitere Ausführung dieser Versuche wäre sehr werthvoll. Man hätte bei derselben namentlich darauf Rücksicht zu nehmen, dass auch die durch die Amalgamation bedingten Temperaturänderungen Thermoströme zwischen den Metallen und dem Quecksilber erregen könnten.

844 Gegen die bisher mitgetheilten chemischen Theorieen [3]), nach denen der chemische Angriff der einander berührenden Stoffe die erste Ursache der Elektricitätserregung beim Contact ist, sind von den Anhängern der Contacttheorie gewichtige Gründe aufgestellt worden.

---

[1]) Matteucci, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. X, p. 78. 1844;* T. XVI, p. 257. 1846;* T. XXXIV, p. 281. 1852;* Compt. rend. T. XXXIX, p. 258. 1854.*

[2]) Moser, Dove's Repertorium Bd. II, S. 117. 1838.*

[3]) Eine zwischen der Contact- und chemischen Theorie stehende Theorie ist von C. H. B. Karsten (Ueber Contactelektricität, Schreiben an A. v. Humboldt, Berlin 1836*) aufgestellt worden. Wir wollen hier nur ihre Grundzüge andeuten. In den gewöhnlichen Flüssigkeiten sollen alle Metalle an ihren eingesenkten Stellen positiv elektrisch werden und dadurch im Stande sein, die negative Elektricität der Flüssigkeit zu ihren, aus derselben herausragenden Theilen abzuleiten. Sind aber zwei Metalle eingesenkt, die verschieden elektromotorisch wirken, so soll der schwächere Elektromotor (Kupfer) die negative Elektricität der Flüssigkeit annehmen, der andere stärkere (Zink) bleibt positiv. Ersterer kann daher die positive Elektricität der Flüssigkeit, letzterer die negative Elektricität derselben anziehen. Dies sind indess durch-

Wir wollen hier nicht die vielen kritischen Untersuchungen besprechen, welche diesen oder jenen einzelnen Versuch der Anhänger der chemischen Theorie widerlegen sollten, sondern nur die entscheidendsten Gründe anführen [1]). Zunächst ist es durchaus nicht begründet, dass die elektromotorische Kraft proportional der Intensität der chemischen Action ist. Fechner [2]) verband z. B. bei seinem sogenannten *experimentum crucis* fünf mit Wasser, und fünf mit verdünnter Salzsäure geladene Kupfer-Zinkelemente gegeneinander. Ein in den Schliessungskreis eingefügtes Galvanometer zeigte kaum einen Strom an, obgleich in den Elementen die Einwirkung auf das Zink äusserst verschieden war. Dasselbe Resultat erhielt Fechner auch bei Anwendung eines grossen und kleinen Elementes, was sich übrigens auch unmittelbar aus dem Ohm'schen Gesetz ergiebt. — Auch Pfaff [3]) fand, dass ein Grove'sches Element, in welchem das Zink mit Zinkvitriollösung umgeben ist, stärker wirkt als ein gleiches Element mit verdünnter Schwefelsäure, obgleich im letzteren Falle der Angriff viel stärker ist. — Einige Versuche von Wüllner [4]) scheinen auch diese Beweisgründe nicht ganz zu entkräften. Er stellt aus vier, durch poröse Thonwände und Blase von einander getrennten Glasringen ein vierzelliges Gefäss her, welches oben und unten mit vergoldeten Messingplatten bedeckt ist, die mit dem Galvanometer verbunden sind. Beim Füllen des Gefässes mit destillirtem Wasser entstand in demselben kein Strom, auch nicht, als in der dritten Zelle von unten auf einem Papierbausch eine Platinplatte angebracht und das Wasser daselbst mit Schwefelsäure angesäuert wurde. Wurde die Platinplatte aber durch eine Zinkplatte, ein Stück Schwefeleisen oder Kreide ersetzt, so dass eine Gasentwickelung eintrat, so durchfloss den Apparat ein Strom von unten nach oben. Die Gase kamen hierbei mit den Messingplatten nicht in Contact; auch konnte weder die dichtere Bedeckung der unteren Fläche der gelösten Körper mit Wasserstoff noch der Contact derselben mit der unterhalb entstehenden dichteren Salzlösung den Strom bewirken, da z. B. die Kreide, so wie der

aus unbegründete Hypothesen. Sind beide Metalle verbunden, so entsteht ein Strom zwischen ihnen, der durch die im gleichen (?) Sinne wirkende elektromotorische Kraft zwischen den Metallen verstärkt werden soll. In der Flüssigkeit soll keine Ausgleichung der Elektricitäten stattfinden, sondern dieselben sollen nur als Erreger wirken. Im Gegentheil, wenn sie besser leiten, wie z. B. Quecksilber, so soll die Thätigkeit der Kette vermindert werden, weil dann die Elektricitäten sich durch die Flüssigkeit vereinen. Auch diese Annahme ist nicht richtig (vergl. Theil I, §. 53). Ueber die weiteren, ebenfalls meist nicht gegründeten Versuche von Karsten (Einschaltung von Elementen mit zwei gleichen Metallelektroden in den Schliessungskreis, bei denen überdies die damals noch nicht gehörig gekannten Polarisationserscheinungen auftreten), siehe auch die Kritik von Pfaff in dessen Revision S. 139 u. flgde. 1837.*

[1]) Vergl. namentlich Pfaff, Revision; und Parallele der chemischen und Contacttheorie 1845; auch Poulsen; die Contacttheorie vertheidigt u. s. f. Dissertation, Heidelberg 1845. — [2]) Fechner, Pogg. Ann. Bd. XLII, S. 509. 1837* (ebendaselbst Widerlegung einiger unrichtig angestellter Versuche von de la Rive, nach denen z. B. Kalium, nur wenn es oxydirt wird, einen Condensator laden kann u. s. f.) — [3]) Pfaff, Pogg. Ann. Bd. LIII, S. 306. 1841.* — [4]) Wüllner, Pogg. Ann. Bd. CIX, S. 94. 1860;* vergl. auch die Polemik zwischen Henrici und Wüllner, Pogg. Ann. Bd. CXI, S. 136 und S. 630. 1860.*

bei ihrer Lösung gebildete Gyps nicht leiten. **Wüllner** meint deshalb, obgleich im ersten Moment der chemische Process nach allen Richtungen gleichmässig stattfand, werde doch durch die Ansammlung von Gas die untere Fläche der Körper theilweise vor dem Angriff geschützt, der chemische Process wiederhole sich also nach dem Entweichen des Gases wesentlich auf der oberen Fläche, und derselbe sei hier also wirklich die Quelle des Stromes. — Dasselbe Resultat leitet er aus der Entstehung eines Stromes her, als er in die mittlere Zelle eines dem beschriebenen ähnlichen, aus drei Zellen gebildeten Gefässes eine Lösung von doppelt kohlensaurem Natron brachte und zu dieser eine Lösung von doppelt schwefelsaurem Natron zusetzte. Der Strom dauerte so lange, als die Gasentwickelung anhielt. Indess wie bei den Versuchen über die Ströme bei der Lösung von Salzen (Thl. I, §. 36) kann man auch diese Ströme als secundäre ansehen, entstanden durch die bei den chemischen Processen sich bildende Uebereinanderlagerung von Wasser, concentrirter oder mit Gas gesättigter Salzlösung, verdünnter oder mit weniger Gas erfüllter Salzlösung, Wasser, so dass sie dann ganz mit den (Thl. I, §. 35 u. flgde.) erwähnten Strömen zusammenfielen [1]).

845 Ferner besitzen oft Elemente, in denen die chemische Action vor der Schliessung völlig dieselbe ist, sehr verschiedene elektromotorische Kräfte, so namentlich die von **Poggendorff** untersuchten Combinationen verschiedener negativer Metalle mit demselben positiven Metall in einer Flüssigkeit (Thl. I, §. 128) und manche ähnliche Ketten mit zwei Flüssigkeiten, z. B. die Ketten Zink, verdünnte Schwefelsäure, Chromsäure, Platin oder Kohle (Thl. I, §. 129) [2]). In anderen Fällen ist das stärker angegriffene Metall statt elektro-positiv, elektro-negativ; wie wir solche Beispiele aus §. 39 entnehmen können. Wollte man in diesen Fällen die obigen Theorieen festhalten, so müsste man die von **de la Rive** aufgestellte, aber durch nichts motivirte Annahme des Rückströmens der Elektricitäten durch die Contactstellen und der ungleichen Widerstände für die in entgegengesetzten Richtungen circulirenden Ströme in demselben Schliessungskreise machen.

Ferner zeigen sich oft Ströme zwischen Elektroden, welche gar nicht von der erregenden Flüssigkeit angegriffen werden. — Die von **de la Rive** und **Faraday** beigebrachten Beweise des Gegentheils sind hierfür nicht maassgebend, da meist die im ersten Moment der Schliessung auftretenden Ströme durch die sogleich gebildete Polarisation auf Null reducirt werden, wie auch **Faraday** öfters eine solche Abnahme beobachtet hat. So entstehen Ströme zwischen Superoxyden, z. B. Mangansuperoxyd oder Bleisuperoxyd, welche etwa auf elektrolytischem Wege auf Platinplatten niedergeschlagen sind, und Platin oder anderen Metallen in concen-

[1]) Vergl. namentlich **Poggendorff**, Pogg. Ann. Bd. XLIX, S. 31. 1840;* Bd. LIV, S. 353. 1841.*

trirter Salpetersäure. Erstere sind hierbei ausnehmend negativ. — Freilich hat man auch hier sehr schwache Einwirkungen der Flüssigkeiten auf das Superoxyd angenommen (de la Rive l. c.), und die Ströme namentlich verstärkt gefunden bei Anwendung reducirender Lösungen, z. B. von Kalilauge mit Alkohol [1]); indess beruht diese Verstärkung auf der Verzehrung des sich auf der Metallplatte abscheidenden polarisirenden Sauerstoffs. In concentrirter Salpetersäure dürfte man kaum solche Einwirkung annehmen. — Ferner ist chemisch reines, auf galvanischem Wege niedergeschlagenes Zink in verdünnter Schwefelsäure völlig indifferent; es wird auch in längerer Zeit nicht von derselben angegriffen. Nichts desto weniger verhält es sich in der Kette gegen Kupfer elektropositiv. Das gleiche Verhalten zeigt amalgamirtes Zink, welches sogar positiv gegen gewöhnliches Zink ist, obgleich es nicht, letzteres aber stark angegriffen wird.

Ganz unzweideutig sprechen in dieser Beziehung die Erscheinungen in der Gassäule. Wird in Wasser eine reine und eine mit Wasserstoff beladene Platinplatte eingesenkt, so können wir gewiss nicht annehmen, dass der Wasserstoff auf das Wasser oder das Platin für sich schon wirklich chemisch einwirkt, und doch erhält man einen Strom; die mit Wasserstoff beladene Platinplatte ist stark positiv. — Die analogen Resultate erhält man bei Anwendung anderer Gase.

Wir haben erwähnt, dass, wenn wir zu der mit Wasserstoff beladenen Platte eine zweite mit Sauerstoff umgebene in das Wasser senken, der Strom stärker wird. Man hat wohl vermuthet, dass hier die directe Verbindung beider Gase bei ihrer Mischung im Wasser den Strom erzeuge. Obiger Versuch zeigt indess, dass dies der Grund der Stromerzeugung nicht sein kann [2]).

Wollten wir die Ströme bei der Anwendung von Gasen nur auf die directe chemische Einwirkung der Gase auf die mit ihnen umgebenen Elektroden schieben, so würden wir oft ganz falsche Resultate erhalten. So geht der Strom zwischen einer in Chlorwasser befindlichen oder nur mit Chlor beladenen Platinplatte und einer in reinem Wasser befindlichen reinen Platinplatte durch das Wasser von letzterer zu ersterer. Würde die Strombildung auf die Einwirkung des Chlors auf das Platin zurückzuführen sein, so sollte nach den älteren Theorieen der Strom gerade die entgegengesetzte Richtung haben. — Aehnliche Beispiele könnten wir noch manche anführen.

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser XVII, §. 2042.*

[2]) Ungeachtet dieser Resultate suchen Becquerel und E. Becquerel auch noch in ihrem im Jahre 1855 erschienenen Traité d'électricité (en 3 vol.) Vol. I, p. 183 u. flgde.* den Hauptgrund der Elektricitätserregung in dem directen chemischen Angriff; in der Gassäule, z. B. in der Verbindung des Wasserstoffs und des im Wasser aufgelösten Sauerstoffs, in der Alkali-Säurekette trotz der Theil I, §. 37 citirten Versuche, in der Verbindung dieser beiden Stoffe; in einer Kette, bestehend aus einem glühenden Platintiegel, in welchem man Salpeter geschmolzen hat, in den man ein Stück Kohle einsenkt, welche ebenso, wie der Tiegel mit dem Galvanometer verbunden ist, in der lebhaften Verbrennung der Kohle u. s. f. — Andere

Wegen dieser Gründe sind die Theorieen unbedingt zu verlassen, nach denen ein chemischer Angriff auch schon vor Schliessung der Kette zur Elektricitätserregung in derselben nöthig sein soll.

846 Schönbein[1]) hat deshalb eine andere elektrochemische Theorie aufgestellt, welche sich besser der Erfahrung anschliesst. Wir wollen dieselbe an einem Beispiel erläutern. Befindet sich eine Platte von chemisch reinem Zink in Wasser, so findet eine „Tendenz zur chemischen Verbindung" und dadurch eine Störung des chemischen und elektrischen Gleichgewichtes statt. Das Zink übt eine chemische Anziehung auf den mit negativer Elektricität (vergl. Thl. I, §. 274) beladenen Sauerstoff des Wassers aus, so dass sich dieser dem Zink zukehrt. Hierdurch wird die positive Elektricität der dem Wasser zunächst liegenden Stellen des Zinks durch die negative des Sauerstoffs gebunden, und die negative Elektricität jener Stellen begiebt sich nach den aus der Flüssigkeit herausragenden Stellen des Zinks. Der dem Zink abgekehrte Wasserstoff der Wassertheilchen ist mit positiver Elektricität geladen; dadurch wird auch das folgende Wassertheilchen wie das erste gelagert u. s. f., ganz wie wir dies bei der Theorie der Elektrolyse besprochen haben. Eine chemische Verbindung des Sauerstoffs mit dem Zink und eine Abscheidung des Wasserstoffs tritt noch nicht ein, ebensowenig wie eine weitere Bewegung der Elektricitäten. Dieselben haben nur andere statische Gleichgewichtslagen als vor dem Contact des Zinks mit dem Wasser angenommen. Wird nun am Ende der „polarisirten" Wassersäule eine Metallplatte M eingesenkt, welche vorläufig gar keine chemische Anziehung gegen das eine oder andere Element des Wassers ausüben möge, so bindet die positive Elektricität des letzten Wasserstoffatoms die negative Elektricität der ihr zunächst liegenden Theilchen des Metalls M, und die positive Elektricität desselben begiebt sich nach den aus dem Wasser herausragenden Stellen. Auch jetzt ist noch Alles im statischen Zustande. Verbinden wir aber M mit dem Zink, so vereint sich die freie positive Elektricität des ersteren mit der negativen des letzteren, ebenso die positive Elektricität der im Wasser befindlichen Stellen des Zinks mit der negativen des benachbarten Sauerstoffatoms, welches sich zugleich mit dem Zink zu Zinkoxyd verbindet; ferner die positive Elektricität des ersten Wasserstoffatoms mit der negativen des benachbarten Sauerstoffatoms des zweiten Wassertheilchens u. s. w., bis zuletzt die positive Elektricität des letzten Wasserstoffatoms sich mit der negativen der benachbarten Theile des Metalls M verbindet, und so der

---

Einwände gegen die bisher mitgetheilten chemischen Theorieen, wie z. B., dass sie die Zunahme der Spannung in der Säule nicht erklären, sind nicht gerechtfertigt, da nach den Betrachtungen des §. 22, Theil I dieselbe sich ganz unabhängig von dem Ort und dem Grund der Elektricitätserregung an den Contactstellen der heterogenen Körper in der Säule ableiten lässt.

[1]) Schönbein, Beiträge zur physikal. Chemie: Ueber die Ursache der hydroelektrischen Ströme. Basel 1844;* Pogg Ann. Bd. XLIII, S. 229. 1838* (vergl. auch Bd. XLIV, S. 59. 1838*); Bd. LXXVIII, S. 289. 1849.*

Wasserstoff daselbst im unelektrischen Zustande frei wird. Sogleich lagern sich die neugebildeten Wasseratome durch die Wirkung des Zinks wieder um, und der Process beginnt von Neuem. Es ist also im Wasser der Vorgang ganz wie bei der Elektrolyse desselben. Während der Strom selbst circulirt, ist ein chemischer Process wirklich in Thätigkeit. — Denken wir uns das Zink durch eine mit Wasserstoff beladene Platinplatte ersetzt, so müsste der Wasserstoff unter Einfluss des Platins in einen eigenen erregten Zustand kommen, durch welchen er, ähnlich wie ein elektropositives Metall, polarisirend auf die Bestandtheile des Wassers einwirken könnte. — Verwenden wir statt des Zinks ein Superoxyd, so ist in diesem der Sauerstoff im erregten, ozonisirten Zustande; das Superoxyd wirkt daher auf den Wasserstoff des Wassers gerade wie vorher das Zink auf den Sauerstoff, nur dass jetzt das Superoxyd an der Contactstelle mit dem Wasser negativ elektrisch wird. Ganz analog würde eine mit Chlor oder Ozon beladene Platinplatte wirken. — Bei der Elektricitätserregung in einer aus Platin, Quecksilber und einem amalgamirbaren Metall bestehenden Säule würde ebenfalls eine ganz analoge Vertheilung der Elektricitäten durch die chemische Anziehung des letzteren Metalls gegen das Quecksilber eintreten können. Aehnliche Betrachtungen können wir in anderen Fällen anstellen.

Befindet sich auf der der erregenden Elektrode (Zink, Superoxyd) gegenüber liegenden Seite, statt eines indifferenten Körpers *M*, eine zweite Elektrode, welche eine chemische Anziehung gegen das eine oder andere Element des Elektrolytes ausübt, so addirt oder subtrahirt sich die polarisirende Wirkung derselben zu der der ersteren; die elektromotorische Kraft wird kleiner oder grösser, je nachdem beide Elektroden auf dasselbe oder jede auf ein anderes Ion des Elektrolytes wirken.

Wir können annehmen, dass analoge Aenderungen der Moleküle des Elektrolytes auch zwischen zwei Elektroden eintreten können, welche zwar eine ungleiche Anziehung gegen die Ionen desselben ausüben, aber sich doch nicht mit denselben chemisch verbinden können. Dann würde bei metallischer Verbindung der Elektroden gleichfalls ein momentaner Strom die Vereinigung der in ihnen frei gewordenen Elektricitäten vermitteln, und zugleich eine Abscheidung der den Elektroden anliegenden Ionen des Elektrolytes eintreten. Dieser Strom kann aber nicht andauern, da eben die Anziehung der Elektroden die abgeschiedenen Ionen an ihnen festhält; also bald keine Annäherung neuer Moleküle des Elektrolytes an dieselben eintreten kann, und so jene Anziehung, d. h. der Grund der elektrischen Vertheilung fortfällt. Die Ionen an den Elektroden bringen dann eine Polarisation derselben hervor, welche die ursprüngliche elektromotorische Kraft aufhebt. Solche Ursachen könnten z. B. die Ströme zwischen passivem Eisen und Platin in Säuren erklären, wobei ersteres als elektropositives Metall dient [1]).

[1]) Eine ähnliche Lagerung der Theile des Elektrolytes durch die „Tendenz zur chemischen Verbindung" hat schon Pohl [2]) angenommen, aber fälschlich hierbei die Metalle in zwei Classen getheilt, von denen die einen in den Flüssigkeiten positiv (Silber, Kupfer), die anderen negativ (Zink u. s. f.) erregt werden sollen. Berührt

847 Schönbein macht hierbei noch eine zweite Hypothese, nach der auch in den einzelnen Molekülen der metallischen Leiter eine Polarisation der Theilchen stattfindet. So würde z. B. in einem einfachen Element Zink-Wasser-Kupfer durch die Anziehung des Zinks gegen den Sauerstoff des Wassers nur in dem dem letzteren zunächst liegenden Molekül des Zinks die positive Elektricität durch die negative Elektricität des Sauerstoffs gebunden, die negative Elektricität des Zinkmoleküls aber zurückgestossen; diese bände die positive Elektricität des folgenden Moleküls, dessen negative Elektricität die positive des folgenden u. s. f., bis nur am Ende des Zinks freie negative Elektricität aufträte. In einer aus mehreren Elementen bestehenden galvanischen Säule würde sich in gleicher Weise die Vertheilung der Elektricitäten jedes Moleküls theils durch die Elektrolyte, theils durch die Metallelektroden aller übrigen Elemente hindurch fortsetzen, nnd so durch Addition der von allen Elementen ausgehenden Vertheilung die Zunahme der Spannnng an den Enden der Säule mit der Zahl der Elemente sich erklären. Bei Verbindung der Elektroden eines Elementes oder der Endglieder der Säule dnrch einen metallischen Leiter, der auch durch einen Elektrolyt unterbrochen sein kann, würde sich dieselbe Polarisation durch den ganzen Schliessungskreis herstellen, und so der Strom in einer beständigen Vertheilnng der Elektricitäten jedes Moleküls, sowohl im Elektrolyt wie in dem metallenen Leiter, und in einer Verbindung derselben mit den ungleichnamigen Elektricitäten der benachbarten Moleküle bestehen. Während dieser Process in den Metallen ein rein elektrischer wäre, wäre er in den Elektrolyten noch mit einer abwechselnden Trennung und Wiedervereinigung ihrer entgegengesetzt elektrischen Ionen verbunden.

Diese Hypothese führt das elektrische Verhalten aller Körper bei der Stromesleitung auf denselben Gesichtspunkt zurück. Wollten wir indess dieselbe auch nicht beibehalten, so folgt doch auch aus den Thl. I, §. 22 mitgetheilten Betrachtungen die Zunahme der Spannung an den Enden der Säule, indem sich die an den Elektroden jedes Elementes frei gewordenen Elektricitäten jedesmal durch Leitung über die folgenden Elemente verbreiten.

848 Die Theorie von Schönbein hat den grossen Vorzug, dass sie in sehr vielen Fällen nach der Betrachtung der chemischen Beziehungen des

man die beiden Elektroden ausser der Flüssigkeit, so soll seltsamer Weise die durch ihren Metallcontact erzeugte Elektrisirung, welche der durch Berührung mit den Flüssigkeiten bewirkten entgegengesetzt ist, eben durch diesen Gegensatz einen Reiz hervorrufen, welcher nun den Strom in der der letzteren Erregung entsprechenden Richtung erzeugt. — Anch Faraday[3]) bemerkt schon gelegentlich, dass bei Anwendung von amalgamirtem Zink keine directe Einwirkung der Säure auf dasselbe wahrzunehmen sei, obgleich dabei doch ein solcher elektrischer Zustand herbeigeführt wird, dass ein Strom entsteht, wenn ein Weg für denselben offen ist, so z. B., wenn ein mit dem Zink verbundener Platindrath gleichzeitig in die Säure eingetaucht ist. — [2]) Pohl, Process der galvan. Kette S. 42 u. A. Leipzig 1826.* — [3]) Faraday, Exp. Res. Ser. VIII, §. 949 und §. 1000.*

Elektrolytes zu den Elektroden in einem Element die Richtung des Stromes vorhersagen lässt, wie z. B. bei der Anwendung der Superoxyde, bei der von leicht oxydirbaren Substanzen, z. B. Zink, gegenüber weniger oxydirbaren Substanzen, oder in der Gassäule. Dabei ist stets darauf Rücksicht zu nehmen, dass die Gase durch Berührung mit den Elektroden in besondere allotropische Zustände versetzt werden können, durch welche sie mehr oder weniger energisch auf den Elektrolyt wirken. In ähnlicher Weise würde sich die ungleiche elektromotorische Kraft von Elementen mit derselben Flüssigkeit (Wasser) erklären, welche dieselbe positive Elektrode (Zink) und verschiedene negative Elektroden (Platin, Kupfer) haben. Wir hätten stets die Differenz der Anziehung beider Elektroden gegen die Ionen des Elektrolytes zu beachten. — In der Säule Zink, Schwefelsäure, Chromsäure, Platin oder Kohle könnten wir ebenfalls annehmen, dass die Kohle gegen dss Chromoxyd der Chromsäure eine stärkere Anziehung ausübte, als das Platin, und so bei Anwendung der ersteren eine grössere elektromotorische Kraft sich ergäbe.

Es ist nicht zu leugnen, dass wir die chemischen Anziehungen in der Säule durchaus noch nicht in allen Fällen übersehen können. Dazu fehlt uns namentlich die Kenntniss der eben berührten allotropisirenden Einflüsse, sei es der Metalle, sei es des Elektrolytes selbst auf die den ersteren zugewandten Ionen des letzteren, oder bei Berührung zweier Elektrolyte der sich einander zukehrenden Ionen derselben untereinander. Indess ist hier doch ein Weg gebahnt, auf dem die Forschung weitere Fortschritte versuchen kann. — Wenn einzelne Anhänger der Contacttheorie, so Pfaff u. A., behauptet haben, dass sie durch die Contacttheorie alle Fälle völlig begründen könnten, bei denen sich die Grösse und Richtung der elektromotorischen Kraft aus der Betrachtung der chemischen Beziehungen noch nicht ableiten liesse, und einfach hinstellten, es wären diese Verhältnisse durch die besondere Wirkung der Contactkraft in jenen Fällen bedingt, so ist dies eben nur ein Wort, durch welches nichts erklärt, sondern im Gegentheil ein tieferes Eingehen in das Wesen der Sache vermieden wird.

Nach dem Vorhergehenden würde sich der Unterschied der Contact- 849
und chemischen Theorie jetzt nur noch in der Weise darstellen, dsss erstere neben der Elektricitätserregung zwischen Körpern, welche chemische Beziehungen gegen einander ausüben, auch eine solche zwischen chemisch indifferenten Körpern annähme, letztere die Elektricitätserregung auf den ersteren Fall beschränkte und zugleich in der Störung des chemischen Gleichgewichtes die Ursache der Elektricitätserregung fände.

Was zunächst die elektrische Wirkung des Contacts chemisch indifferenter Körper, z. B. der Metalle, betrifft, so wird diese, wie man wohl früher annahm, weder zur Begründung der Theorie der Säule erfordert, wie wir auch Thl. I, §. 22 gezeigt haben, noch ist dieselbe dadurch bewiesen, dass Ohm sein Gesetz aus derselben ableitete, und Fechner, welcher dieses Gesetz experi-

mentell bestätigte, gleichfalls die Contacttheorie vertheidigte. Dasselbe Gesetz würde sich auch ergeben, wenn durch den Metallcontact keine Elektricität erregt würde. Es blieben also als Hauptbeweis dieser Erregung nur die Volta'schen Fundamentalversuche übrig. Wir haben indess schon Thl. I, §. 12 darauf aufmerksam gemacht, wie schwierig es ist, sich bei denselben von allen störenden Nebenumständen zu befreien, wie selbst im luftleeren Raum noch Gasschichten an den Metallplatten haften können, die ihr elektromotorisches Verhalten bedingen, so dass man immer noch in solchen Umständen die Ursache des Gelingens der Versuche finden könnte, und daher mit ganz vollständiger Sicherheit aus ihnen noch kein Schluss auf die Elektricitätserregung durch Metallcontact gezogen werden darf. — Wir besitzen indess bis jetzt auch noch durchaus keinen Versuch, welcher bestimmt gegen dieselbe spräche.

Nehmen wir indess eine solche elektrische Erregung beim Metallcontact an, so würde sie sich doch nur bei der ersten Berührung der Metalle äussern können. Es wäre sehr wohl möglich, dass bei ihrer Annäherung aneinander die einander berührenden Theilchen der Metalle sich anziehen, zu einander hinbewegen und dann bei ihrer Lagerung aneinander ihre Bewegung verlieren. Durch diesen Verlust an lebendiger Kraft kann eine äquivalente Arbeitsmenge erzeugt werden, welche theils in der Erzeugung von Wärme, theils darin besteht, dass sich die Elektricitäten der Metalle in anderer Weise lagern als vorher, so dass das eine einen Ueberschuss an positiver, das andere an negativer Elektricität erhielte (die letztere Arbeit entspräche der Aenderung des Potentials der gesammten bewegten Elektricitäten auf sich selbst)[1]). — Die auf diese Weise getrennten Elektricitäten würden sich vielleicht experimentell nachweisen lassen. Würden die Metalle durch mechanische Hülfsmittel von einander getrennt, so behielten sie ihre Elektricitäten, und man könnte dieselben, da sie jetzt nicht mehr zum grössten Theil an der Berührungsstelle angehäuft blieben, noch besser zeigen als vorher. Auf diese Weise könnte sehr wohl die bei der Reibung heterogener Körper auftretende Reibungselektricität nur Contactelektricität sein, welche an den jedesmaligen Berührungsstellen der geriebenen Körper durch die Molekularkräfte sich bildete, und an jenen Stellen auch bei ihrer Trennung verbliebe[2]). — Bleiben die in Berührung gebrachten Metalle unveränderlich vereint, wie z. B. durch Löthung, und werden ihre freien Enden durch einen dritten Körper verbunden, so werden die durch den Contact erregten freien Elektricitäten sich durch denselben in einem Strom ausgleichen und dabei eine Arbeit, z. B. Wärmewirkungen, leisten können. Bleibt die Verbindung der Metalle indess ungeändert, so kann dieser Strom nicht andauern, da nun die Lagerung der Moleküle an der Contactstelle ungeändert bleibt, und so kein neuer Verlust an lebendiger Kraft und keine Ursache zu neuer Elektricitätsbewegung vorhanden ist. In der

[1]) Vergl. auch Helmholtz, Erhaltung der Kraft 1847. S. 45.* — [2]) Vergl. Buff, Ann. d. Chem. u. Pharm. Bd. CXIV, S. 257. 1860.*

That würde sonst Arbeit aus nichts erzeugt werden. Es würde daher auch die Volta'sche Ansicht, dass von der Contactstelle aus ein die Elektricitäten beständig forttreibender Impuls ausgehe, nicht beizubehalten sein. Die Ansicht, dass die eventuelle Vertheilung der Elektricitäten bei dem Metallcontact durch ungleich starke Anziehung der Metalle gegen dieselben bewirkt wird, würde daher der Natur mehr entsprechen, wie sie auch mit dem Gesetz der Spannungsreihe übereinstimmen würde.

Wie durch die Aenderung der Lagerung der einander berührenden Moleküle jener Metalle, kann in ganz gleicher Weise durch die Aenderung der Lagerung der Ionen eines Elektrolytes in Folge der ungleichen Anziehung zweier in denselben eingesenkter Metallelektroden eine Elektricitätsvertheilung eintreten. Bei Verbindung der Elektroden könnte indess ebensowenig hierbei ein dauernder Strom erzeugt werden, wie durch den Metallcontact, wenn die gegen die Elektroden hingezogenen Ionen dabei an denselben verweilen, statische Gleichgewichtslagen daselbst annehmen und die Elektroden polarisiren (vgl. §. 846). Zur Bildung eines dauernden Stromes selbst ist unbedingt eine stets erneuerte Erzeugung von Arbeit erforderlich, indem immerfort neue Moleküle der Ionen gegen die Elektroden sich hinwenden und daselbst ihre Bewegung verlieren. Dies geschieht, indem dieselben sich mit dem Stoff der Elektroden selbst chemisch verbinden. Die bei dieser chemischen Verbindung erzeugte Arbeit ist dann vollständig äquivalent der in dem ganzen Schliessungskreise des Stromes geleisteten Arbeit, die als Wärme u. s. w. auftreten kann. Es sind dann hierbei alle, wirklich an den Elektroden stattfindenden chemischen Processe zu berücksichtigen, die theils in der Bildung wirklicher Verbindungen, theils in der Allotropisirung der Ionen bestehen können. — Bei der Berührung zweier Elektrolyte treten die analogen Processe auf.

Es ist indess wohl zu beachten, dass nicht direct das Arbeitsäquivalent der ganzen an der Contactstelle der heterogenen Körper auftretenden chemischen Action als Maass für die elektromotorische Kraft im Schliessungskreise anzusehen ist. Wenn z. B. in der Säurealkalikette von Becquerel diese beiden Stoffe sich verbinden, wenn in der Kette Platin, geschmolzener Salpeter, Kohle, die Kohle verbrennt, wenn in einem gewöhnlichen Element Kupfer, unreines Zink, verdünnte Schwefelsäure sich das Zink unter Bildung von Localströmen schnell auflöst, so wird ein grosser Theil der bei diesen chemischen Processen erzeugten Arbeit an Ort und Stelle in Wärme verwandelt und geht so für den Stromkreis selbst verloren. Wir dürfen daher nur das Arbeitsäquivalent derjenigen chemischen Processe an der Contactstelle der heterogenen Körper berücksichtigen, welche den im Schliessungskreise selbst geleisteten chemischen Wirkungen, z. B. der Menge des in demselben zersetzten Wassers äquivalent sind. Wenn demnach, entsprechend einem Ausspruch von de la Rive, eine Störung des molekularen Gleichgewichtes zur Elektricitätserregung im Allgemeinen erforderlich ist, so sind jedenfalls die in der geschlossenen Säule an den Contactstellen der heterogenen Körper vor

sich gehenden chemischen Processe die nothwendige Bedingung für die Erzeugung des galvanischen Stromes. Ob nun aber von den Processen, welche beim Contact der Metalle mit den Elektrolyten oder von letzteren unter einander stattfinden, und welche die Bildung des Stromes einleiten, der eine oder der andere, d. h. die Störung des elektrischen Gleichgewichtes oder die Aenderung der Anordnung der Elemente der Elektrolyte zuerst stattfindet, darüber vermag der Versuch nicht zu entscheiden, da wenigstens für unsere Beobachtung beide Processe ganz gleichzeitig auftreten [1].

Die Ursache der von Quincke (Thl. I, §. 525) aufgefundenen Diaphragmenströme möchte wohl auch auf die durch den Contact der Flüssigkeiten mit dem porösen Diaphragma erzeugten Contactelektricitäten zurückgeführt werden können, welche bei der Bewegung der Flüssigkeit voneinander getrennt werden. Indess ist eine vollständige Theorie derselben noch nicht zu geben.

850 In Bezug auf die Entstehung der thermoelektrischen Ströme können wir noch keine genaueren Hypothesen über die Art aufstellen, in welcher die an der Berührungsstelle der heterogenen Körper verbrauchte Wärme zur Bildung eines galvanischen Stromes Veranlassung giebt. Nur das können wir mit Bestimmtheit sagen, dass die Erwärmung nicht nur eine Veränderung der Stellung der einander berührenden Metalle in der

[1]) Vergl. ferner Marié Davy, Cosmos T. XV, p. 567. 1859.* Auch Peltier, (Institut III, Nro. 138), sieht den Strom als Folge der chemischen Wirkung, die Spannungserscheinungen als Folge der Berührung heterogener Körper an und Majocchi (Annali di fisica di Milano. T. XVI, p. 120, T. XIX, p. 166, T. XX, p. 3; Phil. Mag. Vol. XXX, p. 97), spricht dieselben Ansichten aus und sucht durch manche nicht immer ganz gerechtfertigte Versuche zu beweisen, dass bei einseitig gerichteter chemischer Wirkung in einem Schliessungskreis nur bei gleichzeitigem Auftreten einer Contactkraft oder Adhäsionskraft, katalytischen oder elektromotorischen Kraft ein Strom entsteht. Vergl. auch Zantedeschi, Archives de l'El T. III, p. 147; Buff, Zusammenhang der neueren Elektricitätslehre mit der Contacttheorie, Naturf. Vers. in Mainz; Müller, Fortschritte S. 237, 1849;* Henrici über die Elektricität der galvan. Kette.

Nobili, (Bibl. univ. de Genève T. XXXVII, p. 118. 1828*) glaubte alle galvanischen Ströme als thermoelektrische ansehen zu können, da er solche Ströme auch beim Einsenken zweier ungleich erwärmter Platinelektroden in Wasser beobachtet hatte. Er bildete die Elektroden von Zink und Kupfer in einem einfachen, mit verdünnter Säure geladenen Element aus zwei parallelen Blechen, welche in der Mitte auseinander gebogen und an ihren Rändern ringsum verlöthet waren. In den inneren Hohlraum der Platten sowie in die Säure wurden Thermometer eingesetzt. Das Thermometer am Zink zeigte die höchste, das in der Säure eine mittlere, das im Kupfer die niedrigste Temperatur. Die Wärmeentwickelung am Zink, welche nur an der mit der Flüssigkeit in Berührung stehenden Oberfläche desselben eintritt, ist demnach sehr bedeutend; und sie sollte direct den Strom als einen Thermostrom erzeugen. Ebenso sollte die Wärmeentwickelung beim Contact zweier Flüssigkeiten die galvanischen Ströme als directe Thermoströme hervorrufen. Diese Annahmen sind indess nicht richtig, da gerade die local in der Zinkplatte und an der Contactstelle zweier Flüssigkeiten erzeugte Wärme durch secundäre, für die Strombildung selbst nicht wirksame chemische Processe hervorgerufen wird; die für die Strombildung selbst nöthige Wärme sich aber im ganzen Schliessungskreise im Verhältniss der Widerstände vertheilt. Interessant ist es indess, dass Nobili gewissermaassen die Beziehungen zwischen dem thermischen Aequivalent der chemischen Actionen in der Säule und ihrer elektromotorischen Kraft geahnt hat.

elektrischen Spannungsreihe verursacht, da hierdurch kein dauernder Strom hervorgerufen werden kann. Vielmehr muss die Wärme direct zur Erzeugung des Stromes verbraucht werden (vergl. §. 810).

Einige Versuche, diese Erscheinungen sowie andere elektrische Phänomene auf Schwingungen des Aethers oder der materiellen Moleküle zurückzuführen, welche die elektrischen Phänomene ebenso erklären sollen, wie die Schwingungen der materiellen Moleküle die Wärmephänomene, dürften doch noch als verfrüht angesehen werden. Wenn wir auch nach den Erfahrungen, welche wir über die Erzeugung der Elektricität und des galvanischen Stromes durch mechanische oder chemische Störungen des molekularen Gleichgewichtes und durch Wärmewirkungen, und umgekehrt über die chemischen, thermischen und mechanischen Wirkungen des Stromes gemacht haben, nicht zweifeln möchten, dass alle diese Phänomene gemeinsamen Principien, z. B. Bewegungserscheinungen sich unterordnen werden, und diese Annahme durch die Analogieen, welche wir zwischen der Bewegung der Wärme und Elektricität in den Leitern aufgefunden haben, und durch die fast völlige Identität der Leitungsfähigkeit der Körper für beide Agentien noch wahrscheinlicher wird, so besitzen wir doch bis jetzt noch durchaus nicht genügende experimentelle Anhaltspunkte, um dieselbe irgend wie mit Erfolg vollständiger durchführen zu können. Die bisherigen Bemühungen in dieser Richtung, so geistreich sie zuweilen sein mögen, gehören daher bis jetzt noch ganz in das Bereich der Speculation, und es ist uns deshalb unmöglich, näher auf dieselben einzugehen [1]).

Sind einmal die elektrischen Erscheinungen auf mechanische Principien zurückgeführt, so haben wir dann experimentelle Resultate genug, um die magnetischen Phänomene unmittelbar aus einer mechanischen Umlagerung der in eigenthümlicher Weise elektrisch erregten Moleküle der Körper abzuleiten.

[1]) Vergl. unter Anderen: Doppler, Wiener Denkschriften Bd. I, S. 157. 1850; Maas, Archives de Genève T. VII, p. 219; Instit. 1847. p. 426. 1848. p. 265. 1849. p. 132; G. Knox, Phil. Mag. [4.] T. IX, p. 457. 1855;* Palmieri, Rendiconto di Napoli T. IX, p. 61; Martens, Inst. 1858. S. 109; Zetzschke, Zeitschrift für Math. und Phys. 1858. S. 366, 1859. S. 131; Rohida, ibid. 1859; Spiller, Neue Theorie der Elektricität und des Magnetismus. 3. Aufl. Berlin 1861.*

Viertes Capitel.

Elektrische Vorgänge bei der Bildung des galvanischen Stromes.

851 Die an der Contactstelle der heterogenen Körper in einem Schliessungskreise auf die eine oder andere Art in Bewegung gesetzten Elektricitäten verbreiten sich in kurzer Zeit über den ganzen Schliessungskreis und bringen dann einen, längere oder kürzere Zeit constant andauernden Strom hervor. Das Ohm'sche Gesetz mit seinen Folgerungen giebt die Abhängigkeit der Intensität des Stroms von der elektromotorischen Kraft und dem Widerstand sowohl in unverzweigten wie in verzweigten linearen und körperlichen Leitern (vergl. Thl. I, §. 53 u. flgde.).

Im Allgemeinen haben wir schon Thl. I, §. 67 als die Kraft, welche an jeder Stelle des Schliessungskreises die beiden Elektricitäten in entgegengesetzter Richtung forttreibt, die Anziehung der auf der Oberfläche der Leiter angehäuften Elektricitäten gegen die in ihrem Inneren befindlichen Elektricitäten kennen gelernt. — Nach Ohm, welcher dieselben fälschlich durch den ganzen Querschnitt der Leiter verbreitet glaubte, würden sie in einem homogenen Leiter sich von der Erregerstelle aus nach dem Gesetz einer geraden Linie ausbreiten. Dieses Gesetz kann indess nur für einen unendlich langen, geradlinigen Leiter gelten, an dessen Enden die elektromotorische Kraft wirkt. Ist z. B. der Leiter zu einem Kreise von kleinem Radius gebogen, und wirkt an irgend einer Stelle desselben die elektromotorische Kraft, so muss, damit die Intensität des Stromes an allen Stellen dieselbe sei, die treibende Kraft, d. i. das nach der Richtung der Tangente des Kreises genommene Differential der Potentialfunction der freien Elektricitäten, welche sowohl an der Oberfläche des Drathes als auch in dem Querschnitt desselben, an dem die elek-

tromotorische Kraft thätig ist, verbreitet sind, auf alle Punkte des Drathkreises constant sein, was nur bei einer complicirteren Vertheilung der freien Elektricitäten möglich ist[1]). — In gewissen Fällen, wenn die elektromotorische Kraft an allen Stellen eines Leiters wirkt, braucht auch gar keine freie Elektricität an seiner Oberfläche zu Erregung eines, wenn auch nur momentan andauernden Stromes angehäuft zu sein, so z. B. bei der Erzeugung eines Inductionsstromes durch Einführen eines Magnetpoles in einen in sich geschlossenen Drathkreis.

Ueber die Art, in welcher die beiden Elektricitäten im Inneren des 852
Leiters durch den Schliessungskreis sich bewegen, kann man verschiedene Annahmen machen. Einmal kann man, wie in §. 847 (auch Thl. I, §. 275) diese Bewegung als eine beständige Zersetzung der neutralen Elektricität, sei es jedes Moleküls des metallischen Leiters, sei es der entgegengesetzt geladenen Ionen eines elektrolytischen Leiters, und eine darauf folgende Wiedervereinigung derselben mit den ungleichnamigen Elektricitäten oder Ionen des folgenden Moleküls ansehen. Die Elektricitäten bewegen sich hierbei in den metallischen Leitern für sich, in den elektrolytischen Leitern mit den unveränderlich mit ihnen verbundenen Ionen. Die Elektricitäten, welche durch die elektromotorische Kraft bei ihrer Trennung mit einer gewissen Geschwindigkeit voneinander fortgetrieben werden, verlieren diese Geschwindigkeit bei ihrer Wiedervereinigung. Ihre dadurch verlorene lebendige Kraft tritt z. B als Wärme auf, und die elektromotorische Kraft muss die Elektricitäten von Neuem trennen und ihnen, wie vorher, eine gewisse Geschwindigkeit in entgegengesetzten Richtungen ertheilen. Auf diese Weise kann die Geschwindigkeit der Elektricitätsbewegung, trotzdem die elektromotorische Kraft dauernd wirkt, doch eine gewisse, dieser Kraft proportionale Grösse niemals überschreiten. — Die Quantität der in der Zeiteinheit durch den Querschnitt der Leiter bewegten Elektricitäten, d. h. die Intensität des Stromes würde von der Zeit abhängen, in der durch die elektromotorische Kraft in den Molekülen die verbundenen Elektricitäten in solchen Mengen geschieden werden, dass sie sich zwischen denselben ausgleichen. Sie ist also zunächst proportional der elektromotorischen Kraft. Sodann ist sie abhängig, einmal von der Verzögerung, welche die Scheidung in verschiedenen Stoffen erleidet, wie wir sie z. B. beobachten, wenn wir verschiedenen, gut und schlecht leitenden Conductoren eine elektrisirte Metallkugel von der einen Seite nähern, und sodann auch von der Grösse und dem Abstand der Moleküle, den die geschiedenen Elektricitäten bei ihrer Vereinigung mit denen der Nachbaratome zu durchlaufen haben. Diese Bedingungen, welche die Beobachtung nicht trennen kann, werden den Widerstand

[1]) Eine Berechnung hierüber siehe W. Weber, Elektrodynamische Maassbestimmungen Thl. II, S. 279 u. flgde.

des Leiters bestimmen. — Ob sich zwischen den Molekülen die entgegengesetzten Elektricitäten $\pm e$ so ausgleichen, dass sie in einer Stelle ihres Abstandes zusammentreffen, oder indem $+\frac{1}{2}e$ zu dem einen, $-\frac{1}{2}e$ zum anderen Molekül übergeht und dort die freien Elektricitäten $\mp\frac{1}{2}e$ neutralisirt; oder ob endlich unter der Annahme nur einer Elektricität der Uebergang stets in der Richtung von der mit einem Ueberschuss von Elektricität geladenen Seite des einen Moleküls zu der mit zu wenig Elektricität geladenen Seite des folgenden stattfindet, lässt sich nicht bestimmen. — Es ist indess zu beachten, dass bei letzterer Annahme die Grundgesetze der Elektrodynamik und Induction in der von Weber ausgeführten Art sich ohne Weiteres nicht entwickeln lassen.

853 Dieser verhältnissmässig einfachen Ansicht steht eine in manchen Beziehungen abweichende Annahme gegenüber, auf welche W. Weber seine Gesetze begründet hat. Kohlrausch hat dieselbe auf die elektrolytischen Vorgänge auszudehnen versucht und ist dabei auf eigenthümliche Schwierigkeiten gestossen (Th. I, §. 275). Weber [1]) nimmt stets zwei gleiche, aber nebeneinander im Schliessungskreise in entgegengesetzter Richtung fliessende Ströme von positiver und negativer Elektricität an, welche in Canälen strömen, die zwischen den ponderablen Molekülen der Körper in grösserer oder geringerer Weite liegen. Durch die beständig wirkende elektromotorische Kraft würden diese bewegten Elektricitäten immer grössere Geschwindigkeit erhalten, wenn sie auf ihren Wegen nicht eine Verzögerung erlitten. Diese Verzögerung sieht Weber in der Anziehung der entgegengesetzten elektrischen Massen. Er stellt sich dieselben gewissermaassen als aus einzelnen discreten Atomen bestehend vor, welche in gewissen Intervallen sich hintereinander fortbewegen. Kommen nun ein positiv und negativ elektrisches Atom bei ihrer entgegengesetzten Bewegung einander nahe, so ziehen sie sich an und beschreiben, ähnlich wie zwei gegeneinander gravitirende Körper, um ein gemeinsames Centrum spiralförmige Curven, die durch die beständig in der ursprünglichen Bewegungsrichtung erfolgenden Anstösse durch die elektromotorische Kraft im Sinne jener Richtung immer mehr in die Länge gezogen werden. So kommen die elektrischen Theilchen in die Wirkungssphäre der folgenden Theilchen, rotiren nun wieder mit diesen um ein gemeinsames Centrum u. s. f. Würde die elektromotorische Kraft aufhören zu wirken, so behielten die elektrischen Atome, welche gerade einander nahe ständen, ihre Rotation um einander bei, und der galvanische Strom, welcher in einer Fortbewegung der elektrischen Atome bestände, hörte auf. — Wenn indess nach dieser Hypothese die elektrischen Atome $+a_I$ und $-b_I$ sich zu einander mit einer gewissen Geschwindigkeit hinbewegen und nun um einander durch ihre Anziehung

[1]) W. Weber, Elektrodynamische Maassbestimmungen Thl. II, S. 304 u. flgde.*

rotiren, so müssen sie durch die Anstösse der elektromotorischen Kraft eine viel grössere Geschwindigkeit im Sinne der ursprünglichen Bewegung erhalten, als vorher, um sich wiederum zu trennen. Sie liefen dann auf die Atome $-b_0$ und $+a_{II}$ mit diesen neuen Geschwindigkeiten zu, rotirten um diese in weiteren Curven und würden wiederum eine grössere Geschwindigkeit in der ursprünglichen Bewegungsrichtung erhalten, um sich von denselben zu trennen. Es wäre also stetsfort noch eine Beschleunigung der Bewegung durch die permanent wirkende elektromotorische Kraft vorhanden, die nur dadurch compensirt werden könnte, dass diese Bewegung, wie bei der oben erwähnten Hypothese, sich in Wärmebewegung umsetzte.

Wird nun ein Leiter mit einer Elektricitätsquelle, z. B. mit dem 854
Pol einer Säule verbunden, so stellt sich nach und nach eine gewisse Verbreitung von freier Elektricität auf seiner Oberfläche her, indem durch die Querschnitte des Leiters Elektricität von der Elektricitätsquelle zu seiner Oberfläche hinströmt. Ist der Leiter isolirt, so bildet sich bald ein statischer elektrischer Zustand. Der „Ladungsstrom" hört auf. Ist er aber an dem nicht mit der Elektricitätsquelle verbundenen Ende abgeleitet oder daselbst mit dem anderen Ende der Säule verbunden, oder verliert er an seiner Oberfläche die daselbst angehäufte freie Elektricität durch Mittheilung an die umgebenden Körper, so entsteht ein constant andauernder Strom.

Die Zeit nun, welche vergeht, bis eine bestimmte Veränderung des elektrischen Zustandes an irgend einer Stelle des mit dem Pol der Säule verbundenen Leiters bemerkt wird, kann man mit dem Namen **Ladungszeit** bezeichnen. Wird der Leiter von dem Pol der Säule losgelöst und ableitend berührt, so vergeht wieder bis zu seiner völligen Entladung eine gewisse **Entladungszeit**. Diese Zeiten richten sich sowohl nach den Dimensionen und dem Stoff des Leiters als auch nach den Elektricitätsmengen, welche zu seiner Ladung an jeder Stelle erforderlich sind; sie werden daher namentlich sehr bedeutend, wenn der Leiter, z. B. ein Telegraphendrath, mit einer isolirenden Hülle von Guttapercha umgeben ist und so in der Erde oder im Wasser liegt. Derselbe stellt dann einen Condensator dar, dessen Capacität sehr bedeutend ist (vergl. die Versuche von **Siemens**, Thl. I, §. 68).

Die Gesetze der Zeitdauer der Ladung eines Drathes lassen sich in 855
einem einfachen Fall sehr gut finden, wenn wir die Inductionswirkungen der in den einzelnen Theilen des Leiters fliessenden Ströme auf die anderen Theile desselben vernachlässigen können. Es werde das eine Ende eines Drathes zur Erde abgeleitet und das andere Ende dauernd mit dem Pol einer constanten Säule verbunden, deren anderer Pol gleichfalls zur Erde abgeleitet ist. Wir wollen hierbei zugleich annehmen, dass der Drath an seinen einzelnen Stellen nach aussen durch Ableitung Electricität verliere.

Diese Ableitung kann stattfinden, indem der durch eine schlecht leitende Lackschicht oder Guttaperchahülle bedeckte Drath in feuchter Luft oder in Wasser sich befindet, wie z. B. die überirdischen und submarinen Telegraphenkabel.

Schon Ohm[1]) hat diese Frage behandelt, indem er die freie Spannung durch den ganzen Querschnitt der Leiter constant annimmt und den Elektricitätsverlust durch äussere Ableitung derselben proportional setzt. Auch nach den neueren Anschauungen können wir Ohm's Rechnungen fast vollständig benutzen, wenn wir statt der den Strom bedingenden Aenderung der freien Spannung die Aenderung der Potentialfunction v aller freien Elektricität auf die Punkte im Inneren setzen, und die durch Leitung in der schlechtleitenden Hülle stattfindende Ableitung nach aussen dem Ueberschuss der Potentialfunction der freien Electricität auf der Oberfläche des Drathes über die Potentialfunction der auf der anderen Seite der isolirenden Schicht gebundenen Electricität proportional nehmen. Ist die isolirende Hülle an allen Stellen des Drathes gleich dick, so ist dieser Ueberschuss dem Werth v selbst proportional zu setzen. Bei sehr dünnen Dräthen, bei denen wir nur die Wirkung der dem beobachteten Punkt zunächst auf dem Drath verbreiteten Elektricitäten berücksichtigen, welche wir als gleichmässig vertheilt annehmen können, ist dann die Potentialfunction der freien Spannung direct proportional.

856 Es sei nun die Länge des dünnen Drathes gleich l, der Abstand eines Querschnittes desselben von seiner Verbindungsstelle mit der Säule gleich x, sein specifischer Leitungswiderstand r, sein Querschnitt q, die Stromintensität an der Stelle x zur Zeit t nach der Verbindung mit der Säule gleich i, die Potentialfunction daselbst zur selben Zeit gleich v und die zu Erzeugung der Potentialfunction Eins auf jeder Längeneinheit des Drathes erforderliche Elektricitätsmenge oder der Ladungscoefficient (die elektrostatische Capacität) gleich c, so ist die auf der Oberfläche des Elementes dx befindliche Elektricität $c v d x$.

Steigt die Potentialfunction in der Zeit dt um dv, so wächst entsprechend die auf der Oberfläche des Elementes dx befindliche Elektricität um $m = c \frac{dv}{dt} dt\, dx$. — Die Intensität des Stromes an beiden Enden des Elementes dx ist i und $i + \frac{di}{dx} dx$. Nehmen wir als Einheit des Stromes diejenige Intensität an, durch welche in der Zeiteinheit durch den Querschnitt des Leiters die Elektricitätsmenge Eins bewegt wird, so ist die Differenz der durch den Strom in der Zeit dt in das Element einund ausgeführten Elektricitäten, d. i. die in demselben zurückbleibende Elektricitätsmenge $m_1 = -\frac{di}{dx} dx\, dt$. Nun ist aber nach Thl. I, §. 64

[1]) Ohm, Die galvanische Kette.

$i = -\frac{q}{r}\frac{dv}{dx} = -\frac{1}{\lambda}\frac{dv}{dx}$, also $m_{I} = \frac{1}{\lambda}\frac{d^2 v}{dx^2} dx\, dt$, wo $\lambda = \frac{r}{q}$ ist. — Endlich tritt durch die Ableitung aus der Oberfläche des Elementes eine Elektricitätsmenge $m_{II} = \alpha v dx dt$ aus, wo α eine Constante ist. — Da nun $m = m_I - m_{II}$ sein muss, so folgt, wenn $\alpha\lambda = \beta^2$ gesetzt wird

$$\lambda c \frac{dv}{dt} = \frac{d^2 v}{dx^2} - \beta^2 v \quad \ldots \ldots \ldots \quad (1)$$

Ist nach langer Zeit der constante Zustand des Drathes eingetreten, so ist $\frac{dv}{dt} = 0$, und die Gleichung verwandelt sich in die folgende

$$0 = \frac{d^2 v_0}{dx^2} - \beta^2 v_0,$$

deren Integral $v_0 = a e^{\beta x} + b e^{-\beta x}$ ist.

Für $x = l$ muss $v_0 = 0$ sein; für $x = 0$, also am Verbindungspunkt des Drathes mit der Säule, sei $v_0 = V$.

Setzt man diese Werthe in die Gleichung ein, so ergiebt sich

$$v_0 = V \frac{e^{(l-x)\beta} - e^{-(l-x)\beta}}{e^{l\beta} - e^{-l\beta}}, \quad \ldots \ldots \quad (2)$$

Ist die Stromintensität im Drath also constant geworden, so ist dieselbe

$$i_0 = -\frac{q}{r}\frac{dv_0}{dx} = \frac{q}{r}\beta V \frac{e^{(l-x)\beta} + e^{-(l-x)\beta}}{e^{l\beta} - e^{-l\beta}}.$$

Ist die Ableitung an der Oberfläche $\alpha = 0$, also auch $\beta = 0$, so ergiebt sich für die endliche Ladung:

$$v_0' = V\left(1 - \frac{x}{l}\right),$$

so, dass dann, wie bekannt, die Vertheilung der Potentialfunction (oder freien Spannung nach Ohm) nach dem Gesetz einer geraden Linie stattfindet. Das vollständige Integral der Gleichung (1) ist bei Berücksichtigung, dass für $t = \infty$, $v = v_0$ werden muss, wenn wir für β^2 und λ die Werthe setzen:

$$v = v_0 + e^{-\frac{\alpha}{c}t} \sum_{n=0}^{n=\infty} A_i \sin\left(\pi \frac{nx}{l}\right) e^{-\frac{n^2\pi^2 q t}{r c l^2}} \quad \ldots \quad (3)$$

Wird die Ableitung von den Seitenflächen des Drathes vernachlässigt, so geht die Gleichung über in

$$v' = v_0' + \sum_{n=0}^{n=\infty} A_i \sin\left(\pi \frac{nx}{l}\right) e^{-\frac{n^2\pi^2 q t}{r c l^2}} \quad \ldots \quad (4)$$

Der Ausdruck unter dem Summenzeichen giebt hier die Abweichung des variabelen Zustandes des Drathes in jedem Augenblick von seinem endlichen Zustande an.

Ist z. B. der Drath mit einer cylindrischen Hülle von isolirendem Stoff, z. B. Guttapercha, umgeben, und liegt mit dieser in Wasser, so können wir annehmen, dass bei der verhältnissmässig grossen Leitungsfähigkeit des letzteren die Ladung auf der äusseren Fläche der isolirenden Hülle sich in gleicher Zeit herstellt, wie auf der inneren Fläche, und die obigen Betrachtungen sind anwendbar. Ist R der Radius des Drathes, R' der Radius der äusseren Fläche der Hülle, so ist dann nach **Thomson** die Ladungsconstante $c = \dfrac{K}{2 \log \dfrac{R'}{R}}$, wo K eine nach der Natur der isolirenden Hülle abhängige Constante ist, die bei Guttapercha etwa gleich 2 ist (vergl. Th. I, §. 68). Ist der Drath excentrisch in die isolirende Hülle gelegt, so dass die Axe desselben von der der letzteren um r absteht, so ist $c = \dfrac{K}{2 \log \dfrac{R'^2 - r^2}{R R'}}$ [1]).

Diese Formel wird sowohl gelten, mag nun der Drath in der Luft ausgespannt und von ihr durch eine dünne Hülle von Lack oder Oxyd getrennt sein, oder auch mit einer vollkommen isolirenden Guttaperchahülle bedeckt sein und so in Wasser liegen. Nur die Constante K wird hierbei einen verschiedenen Werth annehmen.

857 Findet nun zunächst keine Ableitung von den Seitenflächen des Drathes statt, so folgt aus Formel 4, dass unter sonst gleichen Umständen verschiedene Dräthe gleiche Ladungszustände erhalten, wenn jedesmal das Verhältniss $\dfrac{tq}{r c l^2}$ dasselbe ist. Die Zeit also, welche erforderlich ist, damit die Ladung an zwei Punkten der Dräthe, deren Abstände x von der Elektricitätsquelle ihrer Länge proportional sind (so dass $\sin.\, \pi \dfrac{nx}{l}$ in beiden Fällen dasselbe bleibt,) einen gegebenen Werth annimmt, „die **absolute Ladungszeit**", ist dem Leitungswiderstand r und dem Quadrat der Länge l^2 des Drathes, sowie seinen Ladungscoefficienten direct, seinem Querschnitt umgekehrt proportional. — Dasselbe gilt von der Zeit, während deren die betrachteten Punkte einen bestimmten Theil ihrer endlichen Ladung v'_0 annehmen, „von der **relativen Ladungszeit**".

Wird also z. B. ein submarines Telegraphenkabel von m facher Länge an Stelle eines anderen unter sonst gleichen Verhältnissen angewandt, so wird, abgesehen von anderen Umständen, an dem von der Elektricitätsquelle entfernten Ende desselben ein bemerkbarer Strom erst nach der m^2 fachen Zeit wie bei dem kürzeren Kabel auftreten.

---

1) **Thomson**, Phil. Mag. Vol. XI, p. 146. 1856.*

Findet eine Ableitung von den Seitenflächen eines bestimmten Leiters statt, so folgt aus Formel 3, dass die absolute Ladungszeit gleichliegender Punkte grösser, die relative kleiner ist als ohne Ableitung. Ebenso ist im ersteren Fall die absolute Ladungszeit ähnlich liegender Punkte verschieden langer Leiter grösser, die relative Ladungszeit kleiner, als man aus der Proportionalität derselben mit dem Quadrat der Länge der Leiter folgern könnte.

Lässt man den Durchmesser des Drathes und seiner isolirenden Hülle in gleichem Verhältniss mit seiner Länge wachsen, so bleibt c und r ungeändert und q ändert sich in demselben Verhältniss wie l^2. Dann bleibt nach Formel 3 die Ladungszeit t des Drathes ungeändert.

Die Stromintensität an den einzelnen Stellen des Drathes erhält man durch Differentiation der Gleichungen 3 und 4 nach x. Da vor der Verbindung mit der Säule kein Strom im Drath vorhanden ist, so wächst also die Intensität in demselben zuerst an; sodann aber nimmt sie allmälig ab, indem in den Formeln der Werth e^{-t} mit wachsender Zeit t immer kleiner wird.

Wird das Ende eines Telegraphenkabels sehr kurze Zeit mit der Säule verbunden, und dann wieder von derselben losgelöst, so gilt gleichfalls das Gesetz, dass die Zeit, in der die Stromintensität bis zum Maximum oder einem aliquoten Theil desselben am anderen Ende des Kabels anwächst, dem Quadrat der Kabellänge proportional sei. Ist aber der Contact eine gewisse Zeit, z. B. $1/3$ Secunde, hergestellt, so gilt dasselbe Gesetz nicht mehr [1]).

Sind mehrere Dräthe parallel nebeneinander ausgespannt, und wird das Ende des einen mit dem einen Pol der Säule verbunden, so wird durch die an der Oberfläche jenes Drathes sich bildende statische Ladung vermittelst Influenz auch eine elektrische Vertheilung auf den Oberflächen der benachbarten Dräthe hervorgerufen, durch die dann ein inducirter Strom in denselben entsteht. Dergleichen Beobachtungen sind z. B. an den mit mehrfachen parallelen, durch Guttapercha von einander getrennten Kupferdräthen versehenen Telegraphenkabeln gemacht worden. Eine Berechnung über diese, experimentell noch wenig verfolgten Erscheinungen ist von Thomson angestellt worden [2]).

Ist ein Drath an beiden Enden mit den Polen einer Säule verbunden, und erhält er dadurch an denselben das Potential $\mp V_0$, so kann man ihn stets in seiner Mitte abgeleitet denken, so dass daselbst das Potential Null ist. Beide Hälften verhalten sich dann wie zwei gesonderte Dräthe.

Die vorstehend entwickelten Gesetze werden gültig sein, wenn die Be- 858
wegung der Electricitäten in den Leitern sehr langsam erfolgt, und die

1) Thomson l. c.; vergl. auch Whitehouse, Athen 1856. S. 1092. 1247 und 1371; Inst. 1856. S. 415; Fortschritte 1856. S. 503; Thomson, Athen 1856. S. 1219; Fortschritte 1856. S. 503. — 2) Thomson, Phil. Mag. [4.] T. XIII, p. 135. 1857.*

Inductionswirkungen durch die Aenderungen der Stromintensität in ihren einzelnen Theilen auf die anderen Theile derselben vernachlässigt werden können. Für diesen Fall lassen sich die Gesetze auch experimentell prüfen. Dies ist von **Gaugain**[1]) in einer Versuchsreihe geschehen, bei der auch zunächst die Abgabe der freien Elektricitäten von der Oberfläche der Leiter an die Umgebung klein war.

Zwei 10^{ctm} lange halbcylindrische Rinnen von Schelllack, deren Durchmesser resp. 10 oder 20^{mm} betrug, waren auf ihren Endflächen mit Stanniol belegt und mit Olivenöl oder einem Gemenge von Olivenöl und Nelkenöl gefüllt. Die eine Endfläche wurde mit einem grösseren, mit Elektricität geladenen Goldblattelektroskop, dem Ladungselektroskop, dessen Goldblättchen um 20^0 divergirten, die andere mit der Erde verbunden. Durch Beobachtung der Goldblättchen wurden die Zeiten (71,3 und 21 Secunden) bestimmt, während deren dieselben um je 3^0 zusammenfielen. Diese Zeiten entsprechen den Leitungswiderständen der Oele. Nun wurden die Oelsäulen einerseits wiederum mit dem geladenen Elektroskop, andererseits mit einem zweiten kleineren Elektroskop, dem Entladungselektroskop, verbunden, in welchem sich neben dem einen Goldblättchen eine zur Erde abgeleitete Metallkugel befand, und die Zeiten bestimmt, bis das Goldblättchen an letztere anschlug, und sich so das Elektroskop entlud. Bei den beiden Oelen verhielten sich diese Zeiten wie 89 : 25,6 Secunden, welche nahezu den Leitungswiderständen derselben proportional sind (71,3 : 21 = 89 : 26,2). Die Zeit der Fortpflanzung ist also unter sonst gleichen Umständen den Widerständen der Oele proportional.

Hat ein Leiter bei gleichem Querschnitt und Leitungsvermögen die $l$fache Länge, wie ein anderer, und ist auf beiden die freie Elektricität in gleichem Verhältniss vertheilt, so ist an correspondirenden Punkten des ersten Leiters die Spannungsdifferenz auf der Längeneinheit nur $\frac{1}{l}$ von der auf dem zweiten Leiter. Die Zeit, in welcher eine bestimmte Elektricitätsmenge diese Längeneinheit zurücklegt, ist also in dem längeren Leiter die $l$fache. Da nun aber zur Ladung ähnlich liegender Stücke der beiden Leiter Elektricitätsmengen erforderlich sind, die der Länge der Leiter proportional sind, so wird die Zeit, in der die Ladung eines Elementes des längeren Leiters um ebenso viel sich ändert, wie die des kürzeren, die l^2fache sein, wie dies auch aus der Formel des §. 856 hervorgeht. — Dieses Resultat hat **Gaugain** geprüft, indem er sein grosses, stets gleich stark geladenes Ladungselektroskop durch den einen oder den anderen von zwei gleichen Baumwollfäden von $1{,}65^m$ Länge und dann durch beide Fäden hintereinander zur Erde ableitete, oder nur mit den isolirten Enden derselben verband und nun Entladungselektroskope mit correspondirenden Punkten der Fäden in beiden Fällen verband. Bei Anwendung beider Fäden muss das Entladungselektroskop die doppelte Capacität haben, wie bei

[1]) **Gaugain**, Ann. de Chim. et de Phys. T. LX, p. 326. 1860.*

einem, damit die geladenen Oberflächen in beiden Fällen ähnlich seien. Man kann dies prüfen, indem man das grössere Elektroskop mittelst zweier gleicher und paralleler Fäden, das kleinere nur mittelst eines derselben mit dem anderen Elektroskop verbindet. Die Zahl der Entladungen muss in beiden Fällen in gleichen Zeiten dieselbe sein. — Die Zeiten, in denen sich die Entladungselektroskope entluden, betrugen 25,5 und 98,6 Secunden, verhielten sich also nahezu wie 1 : 4, d. h. wie die Quadrate der Länge der Fäden.

Es wurde ferner aus einem Seidenbande ein kleiner cylindrischer 859
Schlauch von 15 bis 16^{mm} Querschnitt und 40^{mm} Länge geformt, derselbe einerseits mit dem Entladungselektroskop, andererseits mit dem Ladungselektroskop verbunden, und einmal die Zeit t_l bis zur ersten Entladung, und sodann auch die Zeit t zwischen zwei Entladungen des Entladungselektroskopes bestimmt, nachdem die Elektricitätsströmung constant geworden war. Letztere Bestimmung gab das Leitungsvermögen, erstere die Ladungszeit an.

Wurden nun noch drei ähnliche Schläuche in den ersten eingeschoben, so dass also die Oberfläche constant blieb, und wiederum dieselben Bestimmungen gemacht, so ergab sich die Ladungszeit bei diesem wie bei dem früheren Versuche nahezu umgekehrt proportional dem Leitungsvermögen, d. i. in diesem Falle auch dem Querschnitte der Masse. Bei beiden Versuchen fand sich z. B. $t_l = 283$ und 59 Secunden, $t = 143$ und 29 Secunden; beide Werthe sollten einander proportional sein, es ist aber $29 : 143 = 59 : 290$.

Wird die Oberfläche des Leiters geändert, so häuft sich auf ihr eine 860
andere Elektricitätsmenge an, der Ladungscoefficient wird ein anderer; unter sonst gleichen Umständen ändert sich also proportional demselben die Ladungszeit. Um dies zu prüfen, wurde das Entladungselektroskop durch vier dicht nebeneinander oder in einem Abstand von 6^{ctm} parallel aufgespannte Baumwollfäden mit dem Ladungselektroskop verbunden und einmal die Zeit t bis zur ersten Entladung des Entladungselektroskops bestimmt; sodann nach Lösung der Fäden von dem Ladungselektroskop die Zahl n der Entladungen des Entladungselektroskops bis zur völligen Entladung der Fäden. Die Zeit t gab wiederum die Ladungszeit, die Zahl n die auf den Fäden angehäufte Elektricitätsmenge, oder ihren Ladungscoefficienten. Die in beiden Fällen angewandten Entladungselektroskope müssen Capacitäten haben, die sich wie die Ladungscoefficienten verhalten, damit die elektrische Vertheilung in gleichem Verhältniss vor sich geht. Ist diese Bedingung erfüllt, so muss bei Verbindung derselben mit dem Ladungselektroskop nach Herstellung des dauernden Zustandes die Zahl der Entladungen in einer gewissen Zeit in beiden Fällen gleich sein. Nach Abzug des Einflusses der elektrischen Ladung des Metallstabes, an den die Enden der parallelen Fäden geknüpft waren, erhielt man die Zah-

len n in beiden Fällen gleich 18,5 und 9,3, die Zeiten t gleich 21,8 und 11, so dass also die Ladungszeiten den Ladungscoefficienten proportional sind.

861 Es ist leicht ersichtlich, dass die bisher aufgestellten Gesetze gleichmässig für die absolute und relative Ladungszeit gelten.

Wird aber die elektrische Spannung der Elektricitätsquelle geändert, so muss die relative Ladungszeit von derselben unabhängig sein. Dass grössere Ladungselektroskop wurde mit einem kleineren Elektroskop durch einen 70^{ctm} langen Baumwollfaden und letzteres durch einen gleichen Faden mit der Erde verbunden. Sodann wurden die Ausschläge a und b des kleinen Elektroskops nach längerer Zeit bestimmt, während die Goldblättchen des ersteren constant auf den Ausschlägen 25° oder 15° erhalten wurden. Nun wurde der Faden vom grossen Elektroskop losgelöst, die völlige Entladung des Fadens abgewartet, das Elektroskop auf 15° oder 25° Ausschlag geladen und in diesem Zustand erhalten, der Faden wieder mit dem Elektroskop verbunden und in beiden Fällen die Zeit gemessen, bis das kleine Elektroskop resp. die Ladungen a oder b zeigte. Diese Zeiten waren entsprechend dem oben angeführten Satze gleich (36 und 35 Secunden).

Bei allen Versuchen war der Einfluss der Luft so ziemlich vermieden, indem nur geringe Spannungen der Elektricität angewandt und grosse Reservoire von Elektricität (ein Condensator) mit dem geladenen Elektroskop verbunden wurden. Die letzten Versuche sind indess auch dann noch gültig, wenn dies nicht der Fall ist, da die Verluste an Elektricität in der Luft ebenfalls den Spannungen proportional sind.

862 Auch bei seitlicher Ableitung hat **Gaugain**[1]) die **Ohm**'sche Formel zu bestätigen versucht. Nach Formel 2, §. 856 berechnet sich in diesem Fall die Potentialfunction, oder, wenn der Leiter sehr dünn ist, die freie Spannung in der Mitte eines einerseits mit einer Elektricitätsquelle, einem geladenen Elektroskop, andererseits mit der Erde verbundenen Drathes von der Länge l nach Herstellung des constanten Zustandes

$$v_0 = V\left(e^{\frac{l\beta}{2}} + e^{-\frac{l\beta}{2}}\right)^{-1}.$$

Es wurden nun zwei sehr schlecht leitende Seidenschnüre von 4 und 8^m Länge isolirt ausgespannt, dieselben nacheinander einerseits mit einem Elektroskop, dessen Ladung dem Werth 52 entsprach, andererseits mit der Erde verbunden. Erst in einer halben Stunde hatte der längere Faden einen constanten Zustand angenommen.

Bei der kürzeren Schnur ergab sich die Spannung an einem mit dem Halbirungspunkt der Schnur verbundenen Elektroskop $v_0 = 18{,}7$. Wurde nach der angegebenen Formel hieraus der Werth β und danach

[1]) **Gaugain**, Ann. de Chim. et de Phys. T. LXIII, p. 213. 1861.*

die Spannung in der Mitte der längeren Schnur berechnet, so ergab sich dieselbe gleich 9,08, während durch directe Beobachtung der Werth 9 gefunden wurde.

Zur Bestätigung des Einflusses der Ableitungen auf die Ladungszeit hat **Gaugain** einmal ein geladenes Elektroskop durch einen Baumwollfaden mit der Erde verbunden und die dauernde Ladung a eines zweiten Elektroskops bei längerer Verbindung mit der Mitte des Fadens bestimmt, das letztere Elektroskop vom Faden losgetrennt und seine Ladung durch Berührung mit einer isolirten Metallplatte auf den Werth $b = \frac{1}{n} a$ reducirt. Das Elektroskop wurde entladen, wieder an die Mitte des Fadens gebracht und die Zeit t bis zur Ladung b desselben bestimmt. Dieselben Versuche wurden angestellt, während der Baumwollfaden an aequidistanten Punkten durch Fäden gleiche Ableitungen zur Erde erhalten hatte. Im letzteren Fall war die Zeit t kürzer als im ersteren. — Wurden in gleicher Weise die relativen Ladungszeiten t von zwei 4^{m} langen Seidenschnüren im Mittel zu $4^{min.}$, $51^{sec.}$ bestimmt, dieselben dann zu einem 8^{m} langen Faden verbunden, so ergab sich wiederum die relative Ladungszeit in seiner Mitte gleich $12^{min.}$, $26^{sec.}$. Sie ist also kleiner als 4mal so gross wie bei dem ersten Faden, wie sie es ohne Gegenwart der Ableitungen hätte sein müssen. Die zu diesen Bestimmungen erforderlichen Elektroskope hatten die Capacitäten 1 und 2. Die Schnüre leiten so schlecht, dass sie während der Herstellung des constanten Zustandes viel Elektricität an die Luft abgeben. Die entsprechenden Resultate zeigten sich auch, als willkürliche Ableitungen durch seitliche Fäden von dem untersuchten Faden zur Erde geführt wurden [1]).

---

[1]) Nach derselben Methode hat **Gaugain** (Ann. de Chim. et de Phys. T. LIX, p. 5. 1860*) das **Ohm**'sche Gesetz selbst für schlechte Leiter mit Hülfe der Reibungselektricität bestimmt. Es wurde z. B. das Ladungselektroskop, welches event. noch mit der einen Belegung eines geladenen Condensators verbunden war, dessen andere Belegung zur Erde abgeleitet wurde, durch den einen oder den anderen von zwei gleichen Baumwollfäden, und dann durch beide hintereinander mit der Erde verbunden, und, nachdem sich ein constanter Zustand der elektrischen Vertheilung in den Fäden hergestellt hatte, die Zeit t der Verminderung des Ausschlages von 20° bis 17° bestimmt. Dieselbe betrug bei den drei Versuchen z. B. 93, 94. 183 Sec. Blieb das Elektroskop isolirt, so verlor es die gleiche Elektricitätsmenge Q in $(T =)$ 120 Sec. Durch die Ableitung zur Erde wird also in der Zeiteinheit dem Elektroskop die Elektricitätsmenge $\frac{Q}{t} - \frac{Q}{T}$ entzogen, oder zum Verlust der Elektricitätsmenge Q sind die Zeiten $\frac{t\,T}{T-t}$ erforderlich, welche sich hiernach zu 94.2; 95,2; 187,7 ergeben. Es ist also die in der Zeiteinheit durch die Fäden zur Erde gehende Elektricitätsmenge, oder die Stromintensität in denselben der Länge derselben umgekehrt proportional. — Wurde ebenso das auf constanter Ladung erhaltene Ladungselektroskop mit dem Entladungselektroskop durch einen Baumwollfaden oder durch zwei parallele Fäden von doppelter Länge verbunden, so waren die Zahlen der Entladungen nahezu gleich. — Wurde das auf 25° Ausschlag geladene Ladungselektroskop mit dem einen Ende eines 6 Meter langen Fadens verbunden, das andere Ende desselben zur Erde abgeleitet

863 Neben den einfacheren Erscheinungen der Ladung der Leiter finden stets noch Inductionswirkungen ihrer einzelnen Theile aufeinander statt, während die Stromintensität in denselben sich noch ändert. Hierdurch werden jene Erscheinungen abgeändert, und es können sogar in den Leitern abwechselnd gerichtete Ströme auftreten. Dies hat Thomson[1]) zuerst nachgewiesen. Er betrachtet die Entladung eines mit einer gewissen Elektricitätsmenge Q geladenen Conductors durch einen zur Erde abgeleiteten geraden Drath, der selbst in jedem Moment eine gegen die Elek-

---

und ein zweites dem ersteren ganz gleiches Elektroskop an die Mitte des Fadens gebracht, so zeigte es einen Ausschlag von 14°. Wurde das Elektroskop direct an das Ladungselektroskop gelegt, so nahm es ebenfalls den Ausschlag 14° an. Es ist also die Spannung in der Mitte des Fadens die Hälfte von der Spannung an der Elektricitätsquelle. Dasselbe ergab sich, als der Faden erst isolirt einerseits mit dem Entladungselektroskop A und am anderen Ende mit dem Ladungselektroskop B verbunden wurde, und dann von letzterem losgelöst wurde. Die Zahl der Entladungen des ersteren Elektroskopes A gab die Ladung des Fadens. Wurde nun der Faden erst eine längere Zeit isolirt mit B verbunden und dann losgelöst und mit A verbunden, so war die Zahl der Entladungen das Doppelte.

Wurde das Ladungselektroskop durch den einen und den anderen von zwei Fäden I und II mit der Erde verbunden, so betrugen die Zeiten, während welcher die Goldblättchen des Elektroskopes von 20° auf 15° sanken, bei I 76 Sec., bei II 215 Sec.; und als beide Fäden nebeneinander die Verbindung des Elektroskopes mit der Erde herstellten, 56,5 Secunden. Sind die Widerstände der Fäden r_I und r_{II}, so ist der Widerstand der beiden parallelen Fäden $\frac{r_I r_{II}}{r_I + r_{II}}$. Da sich nun die Abflusszeiten der Elektricitäten wie die Widerstände verhalten, so muss auch $56{,}5 = \frac{76 \cdot 215}{76 + 215}$ $(= 56{,}15)$ sein. Aehnliche Resultate ergaben andere Versuche — Das Ladungselektroskop wurde ferner auf 25° geladen, und durch wiederholte Berührung mit einem Probescheibchen die Ladung auf 19°, 15° und 10° reducirt. Die dazu erforderliche Zahl der Berührungen betrug 34, 23, 62,3 und diesen ist also die jedesmalige Ladung des Elektroskopes proportional. Jetzt wurde das Elektroskop wiederum auf 25° geladen, durch einen 25 Centimeter langen Baumwollfaden mit der Erde verbunden und die Zeiten beobachtet, in denen die Goldblättchen wieder die obigen Ausschläge erlangten. Dieselben betrugen 37,6, 25 und 71,3 Sec., welche sich wie 34 : 22,6 : 64,5 verhalten. Es wurde ebenso ein Elektroskop A auf einen bestimmten Ausschlag constant geladen erhalten, durch einen Faden mit dem Entladungselektroskop B verbunden und die Zahl der Entladungen in einer gegebenen Zeit bestimmt. Sodann wurde das Elektroskop A wiederum geladen, mit einem ganz gleichen berührt, so dass die Ladung auf die Hälfte sank, welche wiederum constant erhalten wurde, und dasselbe nun durch zwei parallele, dem ersten Faden gleiche Fäden mit B verbunden. Die Zahl der Entladungen desselben war in derselben Zeit die gleiche wie vorher. In beiden Fällen war also eine gleiche Elektricitätsmenge durch die Fäden gegangen. Da nun der doppelte Faden unter sonst gleichen Umständen die doppelte Elektricitätsmenge fortführt, so muss also in beiden Fällen der Elektricitätsfluss der Spannung der Elektricitätsquelle proportional sein. — Wurden endlich die Elektroskope A und B durch neun parallele Fäden verbunden, gleichviel ob dieselben unmittelbar oder in gewissen Abständen nebeneinander lagen, so betrug die Zahl der Entladungen 41,4 und 42,2 in 3 Minuten. Ist also der Strom der Elektricität constant geworden, so ist derselbe dem Querschnitt des Leiters direct proportional und von der Gestalt seiner Oberfläche unabhängig. Bei 2 Oelsäulen (vergl. §. 858), deren Querschnitte wie 1 : 3 sich verhielten, betrugen entsprechend die Zeiten, als sie einerseits mit dem Ladungselektroskop, anderseits mit der Erde verbunden waren, bis der Ausschlag der Goldblätter des ersten von 20—17° fiel, respective 88,33 und 30,25 Secunden, also umgekehrt proportional dem Querschnitt. Eben dasselbe ergab sich durch Anwendung der anderen Beobachtungsmethoden.

[1]) Thomson, Phil. Mag. [4] Vol. V, p. 393. 1853.*

tricität des Conductors geringe Elektricitätsmenge enthält. — Der Conductor habe zu einer bestimmten Zeit t nach der Verbindung mit der Erde die Elektricitätsmenge q. Fliesst durch den Drath in der Zeit dt die Elektricitätsmenge dq ab, so ist die Stromintensität in demselben in mechanischem Maass:

$$i = -\frac{dq}{dt} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

Ist nun C die Elektricitätsmenge, durch welche der Conductor so stark geladen würde, dass das Potential der Elektricität auf sich selbst gleich Eins wäre, so ist dies Potential bei der Ladung q gleich $V_q = \frac{1}{2}\frac{q^2}{C}$. Dieses Potential ändert sich beim Abfliessen der Elektricität in der Zeit dt um $-dV_q = -d\left(\frac{1}{2}\frac{q^2}{C}\right) = -\frac{q}{C}\,i\,dt$. — Diese Aenderung muss der bei der Entladung der Elektricitätsmenge dq in dem Leiter gethanen Arbeit gleich sein. Dieselbe besteht aus zwei Theilen: Einmal aus der directen Wärmeentwickelung im Drath, welche der Arbeit $i^2 r\,dt$ entspricht, wo r der Widerstand des Drathes, d. h. das mechanische Aequivalent der durch den Strom Eins in ihm erzeugten Wärme ist (vgl. §. 806); zweitens aus der in Folge der Inductionswirkungen erforderlichen Arbeit zur Herstellung des Stromes. Dächten wir uns die eine Hälfte des Drathes über die andere umgelegt, so entstände beim plötzlichen Hindurchleiten des Stromes kein Inductionsstrom in ihm. — Denken wir also den vom Strom i durchflossenen Drath aus jener Lage in seine wirkliche Lage gebracht, so ist dabei dieselbe Arbeit erforderlich, wie die beim Entstehen des Stromes in ihm verbrauchte Arbeit (vgl. auch §. 828). Diese Inductionswirkung wird also im Allgemeinen i^2 proportional, d. i. gleich $\frac{1}{2}A\,i^2$ gesetzt werden können. Es ist also die zur Ueberwindung derselben in der Zeit dt gebrauchte Arbeit, während deren sich i um di ändert, $d\,(\frac{1}{2}A\,i^2) = A\,i\,di$. Wir erhalten so die Gleichung

$$\frac{q}{C}\,i\,dt = A\,i\,di + r i^2 dt \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

Bei Elimination von i folgt aus (1) und (2):

$$\frac{d^2q}{dt^2} + \frac{r}{A}\frac{dq}{dt} + \frac{1}{CA}\,q = 0 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (3)$$

welche Gleichung die Lösung $q = ke^{\lambda t} + k'e^{-\lambda_1 t}$ hat, in der λ und λ_1 die Wurzeln der Gleichung $x^2 + \frac{r}{A}x + \frac{1}{CA} = o$ sind. Je nachdem dieselben reell oder imaginär werden, also je nachdem $C >$ oder $< \frac{4A}{r^2}$ ist, lässt sich die Lösung unter Berücksichtigung, dass für $t = o$ auch $q = Q$ und $i = o$ sein muss, also schreiben:

Erstens wenn λ und λ_1 reell sind:

$$q = \frac{Q}{2aA} e^{-\frac{r}{2A}t} \left\{ \left(aA + \frac{r}{2}\right) e^{at} + \left(aA - \frac{r}{2}\right) e^{-at} \right\}$$
$$i = \frac{Q}{2aAC} e^{-\frac{r}{2A}t} \left\{ e^{at} - e^{-at} \right\}, \qquad \ldots (4)$$

wo $a = \left(\frac{r^2}{4A^2} - \frac{1}{CA}\right)^{\frac{1}{2}}$ ist.

Sodann wenn λ und λ_1 imaginär sind:

$$q = \frac{Q}{a'A} e^{-\frac{r}{2A}t} \left\{ a'A \cos a't + \frac{r}{2} \sin a't \right\}$$
$$i = \frac{Q}{a'AC} e^{-\frac{r}{2A}t} \sin a't \qquad \ldots\ldots (5)$$

wo $a' = \left(\frac{1}{CA} - \frac{r^2}{4A^2}\right)^{\frac{1}{2}}$ ist.

Im ersten Fall, wo die Werthe λ und λ_1 reell sind, nimmt mit wachsendem t der Werth i erst langsam zu und dann wieder ab.

Besässe der Conductor in diesem Fall eine unendlich grosse Capacität C und Ladung Q, so dass das Verhältniss $\frac{Q}{C} = V$ wäre, so würde die Entladung so vor sich gehen, als wenn eine constante Elektricitätsquelle, z. B. der Pol einer Säule, an dem das Potential der Elektricität V wäre, mit der Erde durch einen Drath verbunden wäre. Dann wäre nach (4):

$$i = \frac{V}{r}\left(1 - e^{-\frac{r}{A}t}\right), \ldots\ldots\ldots\ldots (6)$$

eine Gleichung, welche mit der §. 659 entwickelten Formel für das Ansteigen eines Stromes nach der Schliessung völlig übereinstimmt.

Sind aber λ und λ_1 imaginär, so nimmt i abwechselnd entgegengesetzte Werthe an und es bilden sich so alternirende Ströme. — Ebenso ist die Ladung q abwechselnd positiv und negativ. Ihre aufeinander folgenden Maxima treten zu den Zeiten ein, wo i gleich Null ist, und sind abwechselnd $+Q, -Qe^{-\frac{r\pi}{2Aa'}}, +Qe^{-\frac{2r\pi}{2Aa'}}$ u. s. w. Die Intensität des Stromes ist ein Maximum, wenn $\frac{di}{dt} = o$, d. i. $tg\, a't = \frac{2Aa'}{r}$ ist. Berechnet man hieraus den für den ersten Quadranten geltenden Werth ϑ von $a't$, so treten diese Maxima ein zu den Zeiten $t_1 = \frac{\vartheta}{a'}, \frac{\vartheta + \pi}{a'}, \frac{\vartheta + 2\pi}{a'}$ u. s. w., also in Zwischenräumen, welche gleich $\frac{\pi}{a'}$ sind. Diese Zwischenräume nehmen also zu, je kleiner $a' = \left(\frac{1}{CA} - \frac{r^2}{4A^2}\right)^{\frac{1}{2}}$ ist, d. h. je grösser C ist. Bei Veränderung des Ableitungsdrathes wird diese Zunahme je nach den relativen Veränderungen von r und A verschieden sein können.

Die alternirenden Entladungen der Leydener Flasche, deren genauere Betrachtung ausser dem Bereiche dieses Werkes liegt, sowie eine Anzahl der analogen Erscheinungen bei der Entladnng des Ruhmkorff'schen Inductionsapparates, welche wir §. 773 und flgde. erwähnt haben, möchten auf diese Weise ihre mathematische Begründung finden.

Setzt man $\int_0^\infty i^2 dt = z$ und $\int_0^\infty i dt = y$, so ist die mittlere Intensität 864 des Entladungsstromes $J_m = \frac{z}{y}$, die Dauer der Entladung $T = \frac{y^2}{z}$. Aus den Gleichungen (4) und (5) folgt aber $z = \frac{1}{2} \frac{Q^2}{rC}$, $y = Q$. Es ist also

$$J_m = \frac{Q}{2rC},\quad T = 2rC, \quad \ldots \ldots \ldots \ldots (7)$$

d. h. die Entladungsdauer ist unabhängig von der Quantität der im Conductor angehäuften Elektricität, proportional der Capacität des Conductors und dem Leitungswiderstande des Entladungsdrathes, dessen Aenderung durch die Temperaturerhöhung bei der Entladung wir vernachlässigen. Die Intensität des Entladungsstromes ist aber der Quantität Q direct, dem Widerstand des Entladungsdrathes und der Capacität C des Conductors umgekehrt proportional.

Ist nun R der Widerstand des Leiters in elektromagnetischem Maasse, σ die Quantität Elektricität in mechanischen Einheiten, welche durch den Querschnitt des Entladungsdrathes in der Zeiteinheit hindurchgehen muss, um daselbst einen Strom von der elektromagnetischen Einheit der Intensität zu erzeugen, so ist die elektromagnetische Intensität des Stromes gleich $\frac{i}{\sigma}$ und wir haben

$$R\left(\frac{i^2}{\sigma^2}\right) = ri^2, \text{ d. h. } r = \frac{R}{\sigma^2}$$

(vgl. am Ende des §. 806). Setzt man dies in den Werth T (Gl. 7) ein, so ist

$$\sigma = \left(\frac{2RC}{T}\right)^{\frac{1}{2}}.$$

Der Werth R lässt sich direct, der Werth T vermittelst des Elektrodynamometers bestimmen (§. 219). Der Werth C lässt sich bei Anwendung verschiedener Conductoren, z. B. einer Leydener Flasche, berechnen; so dass man aus diesen Werthen die für die Wechselbeziehung der elektrostatischen und elektrodynamischen Einheiten so wichtige Grösse σ ableiten könnte, für die wir schon §. 799 eine Bestimmung von Weber mitgetheilt haben.

865 Allgemeiner als Thomson hat Kirchhoff[1]) die Aufgabe behandelt, die Elektricitätsbewegung in Körpern unter Berücksichtigung der Inductionswirkungen zu bestimmen. Wir müssen uns begnügen, nur den Gang der Untersuchung anzugeben. Kirchhoff bedient sich dabei stets der Weber'schen Vorstellung eines durch alle Querschnitte des Leiters fliessenden Doppelstromes von positiver und negativer Elektricität. Er misst alle Grössen in absoluten mechanischen Maassen.

Die Ursache der Elektricitätsbewegung in einem Punkt xyz eines Körpers kann eine doppelte sein, einmal die Wirkung der in dem Körper verbreiteten freien Elektricitäten, sodann die Induction, wenn sich die Stromintensität an irgend einer Stelle desselben ändert.

Die Kräfte, mit welchen die im Körper verbreiteten freien Elektricitäten auf die positive und die negative Elektricität im Punkt xyz wirken, sind gleich und entgegengesetzt. Ihre Differenz entspricht mithin der durch erstere auf jenen Punkt ausgeübten elektromotorischen Kraft. Bezeichnet man mithin die Potentialfunction der freien Elektricitäten auf die elektrische (positive) Masseneinheit mit $\varLambda$, so sind die durch jene Kräfte erzeugten Componenten der elektromotorischen Kraft nach den drei Axen

$$-2\frac{d\varLambda}{dx},\ -2\frac{d\varLambda}{dy},\ -2\frac{d\varLambda}{dz}\ \dots\dots\dots\dots \quad (1)$$

Aendert sich ferner in einem linearen Leiterelement ds' des Körpers die Stromintensität i' in der Zeit dt um di', so ist die durch die Induction in einem im Abstand r von ds' gelegenen Element ds entwickelte elektromotorische Kraft nach Weber (§. 617 und 800) gleich $-\frac{8}{c^2}\frac{di'}{dt}\frac{ds'}{r}.cos(r,ds).cos(r,ds')$. Das im Punkt $x'y'z'$ gelegene, von xyz um r entfernte Element werde nun von einem Strom durchflossen, dessen Componenten in der Richtung der drei Axen die Dichtigkeiten u',v',w' haben. Dann sind die in denselben Richtungen in der Zeit dt durch das Element gehenden, also den Stromintensitäten i' in demselben entsprechenden Elektricitätsmengen $u'dy'dz'dt$, $v'dx'dz'dt$, $w'dx'dy'dt$. Aendern sich nun die Dichtigkeiten in der Zeit dt um $\frac{du'}{dt}dt\dots$, und führt man in die Formel von Weber die entsprechenden Werthe für $\frac{di'}{dt}$ ein, so kann man die nach den drei Axen wirkenden Componenten der in xyz inducirten elektromotorischen Kraft erhalten. Setzt man nämlich

$$U=\int\!\!\int\!\!\int\left(\frac{x-x'}{r^3}\right)\varLambda\,dm,\quad V=\int\!\!\int\!\!\int\left(\frac{y-y'}{r^3}\right)\varLambda\,dm,$$
$$W=\int\!\!\int\!\!\int\left(\frac{z-z'}{r^3}\right)\varLambda\,dm\ \dots\dots\dots \quad (2)$$

[1]) Kirchhoff, Pogg. Ann. Bd. C, S. 193; Bd. CII, S. 529. 1857.*

wo $A = u'(x-x') + v'(y-y') + w'(z-z')$ und $dm = dx'dy'dz'$ ist, so erhält man diese Componenten gleich

$$-\frac{8}{c^2}\frac{dU}{dt}, \quad -\frac{8}{c^2}\frac{dV}{dt}, \quad -\frac{8}{c^2}\frac{dW}{dt} \quad \ldots\ldots\ldots (2a)$$

Ist also k die Leitungsfähigkeit des Körpers, so sind die Dichtigkeiten u, v, w der Componenten des Stromes in Punkt xyz:

$$u = -2k\left(\frac{dA}{dx} + \frac{4}{c^2}\frac{dU}{dt}\right); \quad v = -2k\left(\frac{dA}{dy} + \frac{4}{c^2}\frac{dV}{dt}\right);$$

$$w = -2k\left(\frac{dA}{dz} + \frac{4}{c^2}\frac{dW}{dt}\right) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (3)$$

Wir können nicht annehmen, wie dies auch die folgende Betrachtung ergiebt, dass die freien Elektricitäten während des variabelen Zustandes nur auf der Oberfläche des Leiters angehäuft sind; dieses ist nur bei dem stationären Zustande der Fall. Bezeichnen wir also die freie Elektricität in der Raumeinheit am Punkt $x'y'z'$ im Innern des Leiters mit ε' und auf der Einheit der Oberfläche mit e', so ist

$$A = \int\int\int \frac{dx'dy'dz'}{r}\varepsilon' + \int\int \frac{d^2S}{r}e' \quad \ldots\ldots\ldots (4)$$

wo das erste Integral über den ganzen Raum, das zweite über alle Oberflächenelemente d^2S des Körpers ausgedehnt ist.

Wird die Aenderung der freien Elektricität ε im Punkt xyz von den Aenderungen der Stromesdichtigkeiten daselbst und der Zeit abhängig gemacht, so ergiebt sich für einen Punkt im Inneren des Körpers die Gleichung:

$$\frac{du}{dx} + \frac{dv}{dy} + \frac{dw}{dz} = -\frac{1}{2}\frac{d\varepsilon}{dt} \quad \ldots\ldots\ldots (5)$$

welche analog wie die entsprechende Gleichung in der Hydrodynamik sich entwickeln lässt; und für einen Punkt der Oberfläche, an dem die Elektricitätsmenge auf der Flächeneinheit e ist:

$$u \cdot \cos(N,x) + v \cdot \cos(N,y) + w \cdot \cos(N,z) = -\frac{1}{2}\frac{de}{dt} \quad \ldots (6)$$

wo N die nach dem Inneren des Körpers gerichtete Normale des Oberflächenelementes ist.

Aus den Gleichungen 1 bis 6 lässt sich ferner ableiten:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = -8k\left(2\pi\varepsilon - \frac{1}{c^2}\frac{d^2A}{dt^2}\right)^{1)} \quad \ldots\ldots\ldots (7)$$

Da nun $\frac{d^2A}{dt^2}$ im Allgemeinen nicht gleich Null ist, so braucht auch der

1) Nach (3) ist $\frac{du}{dx} + \frac{dv}{dy} + \frac{dw}{dz} = -2k\left[\frac{d^2A}{dx^2} + \frac{d^2A}{dy^2} + \frac{d^2A}{dz^2} + \frac{4}{c^2}\frac{d}{dt}\left(\frac{dU}{dx} + \frac{dV}{dy} + \frac{dW}{dz}\right)\right] \quad \ldots\ldots\ldots (a)$

Schreibt man die Gleichungen (2) $U = \int\int\int \frac{d\frac{1}{r}}{dx} A\,dm$ u. s. f., so erhält

Werth $\frac{d\varepsilon}{dt} + 16 k \pi \varepsilon$ nicht Null zu sein. Es kann also in der That während des variabelen Zustandes freie Elektricität im Inneren der Leiter vorhanden sein, welche mechanische Wirkungen u. dgl. m. hervorbringen könnte.

866 Es sei der Leiter ein sehr dünner cylindrischer Drath vom Radius a und der Länge l, dessen Axe als X-Axe genommen wird. Drücken wir die Lage der Punkte in jedem Querschnitt des Drathes durch Polarcoordinaten aus, so ist $y = \varrho \cos \varphi$, $z = \varrho \sin \varphi$, $y' = \varrho' \cos \varphi'$, $z' = \varrho' \sin \varphi'$. Ist ferner die Dichtigkeit des Stromes in der auf der Drathaxe verticalen Richtung in den Punkten $(x \varrho \varphi)$ und $(x' \varrho' \varphi')$ gleich σ und σ', so ist

$$v = \sigma \cos \varphi,\ w = \sigma \sin \varphi,\ v' = \sigma' \cos \varphi',\ w' = \sigma' \sin \varphi' \quad \ldots\ldots \quad (8)$$

Danach verwandelt sich die Gleichung (5) in

$$\frac{du}{dx} + \frac{1}{\varrho} \frac{d \varrho \sigma}{d \varrho} = -\frac{1}{2} \frac{d\varepsilon}{dt}\ ^{1)} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (9)$$

und die für die Oberfläche des Drathes geltende Gleichung (6) in

---

man bei Ausführung der Differentiation derselben nach x, y und z:

$$\frac{dU}{dx} + \frac{dV}{dy} + \frac{dW}{dz} = -\int\int\int dx'\, dy'\, dz' \left(u' \frac{d \frac{1}{r}}{dx} + v' \frac{d \frac{1}{r}}{dy} + w' \frac{d \frac{1}{r}}{dz} \right)$$

indem das die zweiten Differentiale von $\frac{1}{r}$ enthaltende Glied verschwindet. Berücksichtigt man dann ferner, dass $\frac{d \frac{1}{r}}{dx} = -\frac{d \frac{1}{r}}{dx'}$ ist u. s. f., und integrirt partiell die einzelnen Glieder des Integrals nach x' y' und z', so bleiben in den Integralen noch die Oberflächenelemente $dy'\, dz'$, $dx'\, dz'$, $dx'\, dy'$. Bezeichnet man daher das Oberflächenelement mit $d^2 s'$, so erhält man

$$\frac{dU}{dx} + \frac{dV}{dy} + \frac{dW}{dz} = -\int\int \frac{d^2 s'}{r} (u' \cos(N', x) + v' \cos(N', y) + w' \cos(N' z)$$
$$- \int\int\int \frac{dx'\, dy'\, dz'}{r} \left(\frac{du'}{dx'} + \frac{dv'}{dy'} + \frac{dw'}{dz'} \right)$$

wo N' die nach dem Inneren gerichtete Normale von $d^2 s'$ ist. Entsprechend (5) und (6) wird also

$$\frac{dU}{dx} + \frac{dV}{dy} + \frac{dW}{dz} = \int\int \frac{1}{2} \frac{d^2 S}{r} \frac{de'}{dt} + \int\int\int \frac{1}{2} \frac{dx'\, dy'\, dz'}{r} \frac{d\varepsilon'}{dt} \text{ oder}$$

nach (4) gleich $\frac{1}{2} \frac{dA}{dt}$. Führt man diesen Werth in die Gleichung (α) ein und berücksichtigt, dass stets $\frac{d^2 A}{dx^2} + \frac{d^2 A}{dy^2} + \frac{d^2 A}{dz^2} = -4 \pi \varepsilon$ ist, so erhält man Gleichung (7).

[1]) Aus der Gleichung (8) entwickelt sich $v \varrho = \sigma y$ und $w \varrho = \sigma z$. Differenzirt man beide Gleichungen, entwickelt $\frac{dv}{dy}$ und $\frac{dw}{dz}$ und addirt diese Werthe, setzt sodann in die erhaltene Gleichung $\frac{d\sigma}{dy} = \frac{d\sigma}{d\varrho} \frac{d\varrho}{dy}$ und $\frac{d\sigma}{dz} = \frac{d\sigma}{d\varrho} \frac{d\varrho}{dz}$, und führt die durch Differentiation der Gleichung $\varrho^2 = y^2 + z^2$ erhaltenen Werthe $\frac{d\varrho}{dy} = \frac{y}{\varrho}$ und $\frac{d\varrho}{dz} = \frac{z}{\varrho}$ ein, so erhält man $\frac{dv}{dy} + \frac{dw}{dz} = \frac{1}{\varrho} \frac{d \varrho \sigma}{d \varrho}$.

$$\sigma = \frac{1}{2}\frac{de}{dt} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (10)$$

Die Werthe von $\varDelta$ und U gehen über in

$$\varDelta = 2E \log\frac{l}{a} \quad .. \quad (11) \qquad U = 2i \log\frac{l}{a} \quad \ldots\ldots \quad (12)$$

wo $E dx$ die in jedem Längenelemente dx des Leiters enthaltene Elektricitätsmenge, i die Stromintensität daselbst ist. Von den Gleichungen (3) bleibt nur die erste bestehen. Da aber $i = \pi a^2 u$ ist, so ist nach derselben:

$$i = -\, 4k\pi a^2 \log\frac{l}{a}\cdot\left(\frac{dE}{dx} + \frac{4}{c^2}\frac{di}{dt}\right) \quad \ldots.. \quad (13)$$

und die Gleichungen (5) und (6) ergeben:

$$\frac{di}{dx} = -\frac{1}{2}\frac{dE}{dt} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (14)$$

Da wir überhaupt nur die Wirkungen der den einzelnen Punkten des Drathes zunächst gelegenen Elemente desselben berücksichtigen, so werden obige Formeln nicht nur für einen geradlinigen, sondern auch für einen gekrümmten Drath gelten, vorausgesetzt nur, dass er nicht so gebogen ist, dass zwei seiner Punkte unendlich nahe aneinanderliegen, zwischen denen sich ein endliches Drathstück befindet.

Kirchhoff behandelt nun die Aufgabe zunächst für einen in 867
sich zurücklaufenden Drath, wo also die Werthe E und i um l periodisch sein müssen. Setzt man in den Gleichungen (13) und (14) $\log\frac{l}{a} = \gamma$, $\frac{l}{k\pi a^2} = r$, $E = X \sin nx$, $i = Y \cos nx$, wo X und Y Functionen von t und, wegen jener Periodicität, $n = m\,\frac{2\pi}{l}$ ist, so ergiebt sich aus denselben nach Elimination von Y die Gleichung:

$$\frac{d^2X}{dt^2} + \frac{c^2r}{16\gamma l}\frac{dX}{dt} + \frac{c^2n^2}{2}X = o,$$

deren Integral

$$X = C_1 e^{-\lambda_1 t} + C_2 e^{-\lambda_2 t} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (15)$$

ist, wo C_1 und C_2 willkürliche Constante sind, die Werthe λ und λ_2 aber gleich

$$\frac{c^2r}{32\gamma l}\left[1 \pm \sqrt{1 - \left(\frac{32\gamma}{cr\sqrt{2}}\,nl\right)^2}\,\right] \ldots\ldots\ldots \quad (16)$$

sind. Der Werth unter der Wurzel kann reel oder imaginär sein, jenachdem $\left(\frac{32\gamma}{cr\sqrt{2}}\,nl\right)^2 \lessgtr 1$ ist. Da nun nl ein Vielfaches von 2π ist, so wird dieser Werth schon bei einigermaassen bedeutenden Werthen von $\frac{32\gamma}{cr\sqrt{2}}$ grösser als Eins sein. Würden wir z. B. den Jacobi'schen Wider-

standsetalon anwenden, so würde für diesen $\gamma = log \frac{l}{a} = log \frac{7620^{mm}}{0{,}667^{mm}}$, $r = 2{,}473 \,.\, 10^{-13}$ (§. 786) sein. Da nun $c = 4{,}39 \,.\, 10^{11}$ ist (§. 800), so wäre mithin jener Bruch gleich 2078, also jedenfalls schon die Wurzel imaginär. Setzen wir der Kürze halber $\frac{c^2 r}{32 \gamma l} = h$, und ist dasselbe so gross, dass dagegen Eins zu vernachlässigen ist, so sind die Werthe von λ und λ_1 gleich $h \pm \frac{cn}{\sqrt{2}} \sqrt{-1}$ zu setzen. Bei Einführung derselben in die Gleichung (15) [1]) erhält man:

$$\left.\begin{aligned}
E &= e^{-ht} \sum_1^{\infty} A_m \cos m \frac{2\pi}{l} \frac{c}{\sqrt{2}} t \,.\, \sin m \frac{2\pi}{l} x \\
&\quad + d + e^{-ht} \sum_1^{\infty} A'_m \cos m \frac{2\pi}{l} \frac{c}{\sqrt{2}} t \,.\, \cos m \frac{2\pi}{l} x \\
i &= -\frac{c}{2\sqrt{2}} e^{-ht} \sum_1^{\infty} A_m \sin m \frac{2\pi}{l} \frac{c}{\sqrt{2}} t \,.\, \cos m \frac{2\pi}{l} x \\
&\quad + \frac{c}{2\sqrt{2}} e^{-ht} \sum_1^{\infty} A'_m \sin m \frac{2\pi}{l} \frac{c}{\sqrt{2}} t \,.\, \sin m \frac{2\pi}{l} x.
\end{aligned}\right\} \quad . \; . \; (17)$$

Ist für die Zeit $t = o$ die elektrische Spannung $E = f(x)$ gegeben, so muss auch diese um l periodisch sein. Vereint man dann die Producte der Sinus und Cosinus in Ausdrücke, die die Summen oder Differenzen ihrer Winkel enthalten, so lassen sich obige Werthe folgendermaassen schreiben:

---

1) Es ist dann nämlich bei Einführung neuer Constanten für C_1 und C_2

$$X = e^{-ht}\left(A \cos \frac{cnt}{\sqrt{2}} + B \sin \frac{cnt}{\sqrt{2}}\right)$$

$$Y = -\frac{e^{-ht}}{2}\left\{\left(\frac{h}{n} A - \frac{c}{\sqrt{2}} B\right) \cos \frac{cnt}{\sqrt{2}} + \left(\frac{c}{\sqrt{2}} A + \frac{h}{n} B\right) \sin \frac{cnt}{\sqrt{2}}\right\}$$

Macht man nun noch die Voraussetzung, dass für $t = 0$, $i = 0$, also auch $Y = 0$ sei, so folgt aus dem Ausdruck für Y, dass B sehr klein gegen A ist, und wir somit setzen können

$$X = A e^{-ht} \cos \frac{cnt}{\sqrt{2}}; \qquad Y = -\frac{c}{2\sqrt{2}} A e^{-ht} \sin \frac{cnt}{\sqrt{2}}.$$

Multiplicirt man X mit $\sin nx$ und Y mit $\cos nx$, in welchen Werthen man auch zu x einen beliebigen constanten Werth addiren darf, so erhält man eine allgemeinere Lösung der Gleichungen (13) und (14):

$$E = e^{-ht} \cos \frac{cnt}{\sqrt{2}} (A \sin nx + A^1 \cos nx) \; . \; . \; . \; . \; . \; (I)$$

$$i = -\frac{c}{2\sqrt{2}} e^{-ht} \sin \frac{cnt}{\sqrt{2}} (A \cos nx - A^1 \sin nx).$$

$$\begin{aligned} E &= d + \frac{1}{2} e^{-ht} \left\{ f\left(x + \frac{c}{\sqrt{2}} t\right) + f\left(x - \frac{c}{\sqrt{2}} t\right) - 2d \right\} \\ i &= \frac{c}{4\sqrt{2}} e^{-ht} \left\{ f\left(x + \frac{c}{\sqrt{2}} t\right) - f\left(x - \frac{c}{\sqrt{2}} t\right) \right\} \end{aligned} \quad (18)$$

Ist der Werth $d = \frac{1}{l} \int_0^l f(x) dx = o$, also die Gesammtmenge der freien Elektricität im Drath gleich Null, so stimmen diese Formeln vollständig mit denen für die Fortpflanzung des Schalles überein. Die Bewegung der Elektricität geht vor sich, wie wenn sich zwei elektrische Wellen in entgegengesetzter Richtung mit der Geschwindigkeit $\frac{c}{\sqrt{2}} = \frac{4{,}39.10^{11\,\mathrm{mm}}}{\sqrt{2}} = 41950$ geographische Meilen, d. h. nahezu mit der Geschwindigkeit des Lichtes, durch denselben bewegten. Diese Geschwindigkeit ist unabhängig von dem Stoff und Querschnitt des Drathes. Die Zeit eines Umlaufes eder Welle um den Drath ist dann $t = \frac{l\sqrt{2}}{c}$. Die Dichtigkeiten der Elektricität an demselben Punkte vor und nach jedem Umlauf würden sich wie $1 : e^{-ht} = 1 : e^{-\frac{hl\sqrt{2}}{c}}$ verhalten. Bei dem Jacobi'schen Etalon wäre h etwa $^1/_{2000}$ Secunde, also das Verhältniss der Abnahme der elektrischen Dichtigkeit 2,7 : 1. — Ist d nicht Null, so ändert sich der Ueberschuss der Dichtigkeit über den mittleren Werth der Dichtigkeit gerade nach demselben Gesetz, wie wenn $d = o$ wäre.

Ist der Werth $\frac{32\gamma}{cr\sqrt{2}}$ sehr klein, also c sehr gross gegen $\frac{\gamma}{r}$, so kann in der Gleichung (13) das zweite Glied gegen das erste vernachlässigt werden. Es bleibt also nur $i = 4\,\frac{l\gamma}{r}\frac{dE}{dx}$ und nach Gleichung (14)

$$\frac{dE}{dt} = -\,8\,\frac{l\gamma}{r}\,\frac{d^2E}{dx^2}.$$

Diese Formel fällt mit der §. 856 behandelten zusammen, wo die Induction im Drathe vernachlässigt wurde. Dann findet also ein einfaches Zusammenfliessen der Elektricitäten, analog der Bewegung der Wärme in dem Drathe statt.

Unter derselben Voraussetzung würde den Gleichungen (13) und (14) auch genügt durch particuläre Lösungen von der Form

$$E = d + bx; \quad i = -\,\frac{c^2}{8h}\,b\left(1 - e^{-2ht}\right), \quad \ldots\ldots (II)$$

wo d und b neue Constante sind. — Sollen aber E und i um l periodische Functionen von x sein, so muss in letzteren $b = 0$ sein. — Addiren wir nun die particulären Lösungen (I) und (II) unter dieser Bedingung, so erhalten wir die allgemeineren, durch die Gleichungen (17) gegebenen Lösungen.

868 Läuft der Drath nicht in sich zurück, so müssen die Grössen n und b (Gleichung (II), in der Anmerkung) andere Werthe erhalten, um den für die Enden derselben geltenden Bedingungen zu genügen. Ist der Drath z. B. an einem oder beiden Enden isolirt oder mit der Erde verbunden, so wird die elektrische Welle an den Enden reflectirt und kehrt sich in dem Fall, dass eine Ableitung derselben stattfindet, um, indem dann eine Welle von negativer Elektricität von derselben zurückkehrt, wenn eine Welle von positiver Elektricität ankommt, ganz ähnlich wie bei den Schwingungen eines an einem oder an beiden Enden freien oder befestigten Stabes.

Kirchhoff hat in dieser Art noch den elektrischen Zustand eines einerseits mit der Erde verbundenen Drathes von der Länge l untersucht, der den oben angegebenen Bedingungen der Bildung elektrischer Wellen entspricht, und andererseits mit dem einen Pol einer Säule von der elektromotorischen Kraft k verbunden ist, deren anderer Pol zur Erde abgeleitet ist. Das Potential an dem mit der Erde verbundenen Ende ($x = o$) wird stets Null, das Potential am anderen mit dem Säulenpol verbundenen Ende ($x = l$) wird stets $^1/_2\ k$ sein. Daraus folgen die Werthe E und i:

$$E = \frac{k}{4\gamma} \left\{ \frac{x}{l} + \frac{2}{\pi} e^{-ht} \sum_1^\infty \frac{(-1)^m}{m} (\cos m\tau \sin m\varphi) \right.$$

$$i = -\frac{k}{r}\left(1 - e^{-2ht}\right) - \frac{cK}{4\sqrt{2}\gamma\pi} e^{-ht} \sum_1^\infty \frac{(-1)^m}{m} (\sin m\tau \cos m\varphi)$$

wo $\tau = \frac{\pi}{l} \frac{c}{\sqrt{2}} t$ und $\varphi = \frac{\pi}{l} x$ gesetzt ist [1]).

[1]) Aus den Bedingungen für den Zustand des Drathes folgt nämlich, dass für $x = 0$ auch $E = 0$ sei. Ferner folgt, dass für $x = l$, E unabhängig von t und gleich $\frac{1}{4\gamma} k$ sei. Ersteres ist nur möglich, wenn $\sin nl = 0$ oder $n = m \frac{\pi}{l}$ ist. Damit letzteres stattfindet, muss $b = \frac{1}{4\gamma l} k$ sein. Hieraus folgt ganz analog den früheren Betrachtungen

$$E = \frac{k}{4\gamma l} x + e^{-ht} \sum_1^\infty A_m \cos m\tau \sin m\varphi,$$

wo $\tau = \frac{\pi}{l} \frac{c}{\sqrt{2}} t$ und $\varphi = \frac{\pi}{l} x$ gesetzt ist. — Endlich muss für alle Werthe von x zwischen 0 und l, d. h. für alle Werthe von φ zwischen 0 und π, für $t = 0$ auch $E = 0$ sein; d. h. es ist $\frac{k}{4\gamma\pi} \varphi = -\sum_0^\infty A_m \sin m\varphi$. Setzt nach Fourier

$$\varphi = -2 \sum_1^\infty{}' (-1)^m \frac{1}{m} \sin m\varphi, \text{ so ist also } A_m = (-1)^m \frac{1}{m} \frac{k}{4\gamma\pi}.$$

Dies für A_m gesetzt, ergiebt die obigen Gleichungen.

Es lässt sich nachweisen, dass die im Ausdruck für i enthaltene Summe, wenn τ zwischen o und x liegt, nur die zwei Werthe $-\frac{\tau}{2}$ und $-\frac{\tau}{2}+\frac{\pi}{2}$, wenn τ zwischen π und 2π liegt, nur die zwei Werthe $\pi-\frac{\tau}{2}$ und $\frac{\pi}{2}-\frac{\tau}{2}$ annehmen kann, je nachdem $\varphi \lesseqgtr \pi - \tau$ ist. Für grössere Werthe von τ wiederholen sich dieselben Werthe der Summe. In jedem Moment theilt sich also der Drath an einem Punkt in zwei Theile. Auf der Länge eines jeden Theiles ist die Stromintensität constant; an dem Punkt selbst macht sie einen Sprung von der Grösse $\frac{ck}{8\sqrt{2\gamma}}e^{-ht}$. Der Punkt rückt aber von der Zeit t an vom Ende $(x=l)$ des Drathes gegen seinen Anfangspunkt $(x=o)$, mit der Geschwindigkeit $\frac{c}{\sqrt{2}}$ vor, kehrt dann mit gleicher Geschwindigkeit gegen das Ende hin zurück u. s. f. Im Sinne der Bewegung des Punktes ist stets die Intensität des Stromes vor demselben kleiner, hinter demselben grösser, so dass sie also abwechselnd am Anfang und Ende des Drathes die grössere ist.

Mit Zunahme der Zeit t nimmt die Grösse des Sprunges ab, indess ist während eines Durchganges desselben durch die Länge des Drathes, d. h. in der sehr kleinen Zeit $T=\frac{l\sqrt{2}}{c}$ diese Abnahme sehr gering.

Eine Berechnung der Intensität des Stromes am abgeleiteten Ende des Drathes $(x=o)$ ergiebt, dass sie Anfangs bis zur Zeit $t=T$ gleich Null ist, und dann zu den Zeiten $3\,T$, $5\,T$ u. s. f. jedesmal sich sprungweise um doppelt so viel ändert, als der Sprung an den anderen Stellen des Drathes beträgt. — Der Werth für E erleidet ebenfalls stets an derselben Stelle eine plötzliche Aenderung, an der sich auch i ändert; und zwar um den Werth $\frac{k}{4\gamma}e^{-ht}$; indess bleibt E stets am Ende des Drathes (gegen den Verbindungspunkt mit der Säule hin) grösser als an seinem anderen Ende. Die Vertheilung von E auf dem Drath ist dann durch eine gebrochene gerade Linie dargestellt. Mit wachsender Zeit nimmt der Sprung ab, der Werth E nimmt für $t=\infty$ von $x=l$ bis $x=o$ auf dem Drath nach dem Gesetz der geraden Linie gleichförmig von $\frac{k}{4\gamma}$ bis zu Null ab.

Die neben der einfachen Ladung der Leiter bei Verbindung mit der Säule hergehenden Inductionserscheinungen werden bei der Ladung besserer Leiter, z. B. von Telegraphendräthen, stets auftreten, und deshalb werden auch die Erscheinungen an denselben sich weniger einfach gestalten, als in den §. 855 bis 862 beschriebenen Fällen. Ausserdem sind bei kürzeren Dräthen die Ladungszeiten zu kurz, um beobachtet werden zu 869

können, bei längeren Dräthen die Ableitungen an der Oberfläche zu unregelmässig, um genauere Versuche zu gestatten. Indess zeigen sich doch die allgemeineren, mehr qualitativen Verhältnisse der Ladung sehr deutlich an ihnen, namentlich bei unterirdischen oder submarinen Telegraphenkabeln, bei denen die zu der Ladung erforderlichen Elektricitätsmengen sehr bedeutend sind. Wird ein solcher Drath an einem Ende abwechselnd mit dem einen Pole einer Säule verbunden, deren anderer Pol zur Erde abgeleitet ist, und von der Säule losgelöst und dafür mit der Hand berührt, so erhält man lebhafte Funken, welche sich auch bei wiederholtem Berühren aus dem Drath ziehen lassen, indem die in den entfernteren Theilen des Drathes angehäuften Elektricitäten nur langsam der Berührungsstelle zuströmen und auf der anderen Seite in die Erde entweichen. An einem 100 engl. Meilen langen, $^1/_{16}$ Zoll dicken und mit einem etwa $^4/_{16}$ Zoll dicken Ueberzug von Guttapercha versehenen Drath, der in Wasser gelegt wurde, und dessen Oberfläche 8300 Quadratfuss betrug, während die äussere mit Wasser umgebene Oberfläche der Guttapercha etwa 30000 Quadratfuss betrug, zeigte sich noch 20 — 30 Minuten nach der Lostrennung von der Batterie eine Ladung.

An dem mit dem Pol der Säule verbundenen Ende des Drathes wird sich die Ladung desselben durch den in ihm fliessenden Strom zuerst herstellen. Ist sie daselbst zum Theil gebildet, so strömt die Elektricität durch den Drath weiter und ladet auch die ferneren Theile desselben. Werden daher in den Telegraphendrath, *abcdf*, Fig. 370, der bei *f* mit der Erde verbunden ist, drei Galvanometer *b*, *c*, *d* eingefügt, und derselbe nun bei *a* dauernd mit dem Pol der Säule verbunden, während der andere Pol derselben zur Erde abgeleitet bleibt, so schlägt die Nadel des Galvanometers *b* zuerst, die Nadel von *c* später, endlich nach 2 — 3 Secunden die von *d* aus, und erst allmälig nehmen die Nadeln eine constante Stellung ein. Wird nun die Säule bei *a* entfernt, so kehren nacheinander die Nadeln von *b*, *c* und *d* in ihre Ruhelage zurück. Berührt man den Pol der Säule nur momentan mit dem Ende *a* des Drathes, so weicht die Nadel *b* zuerst aus und kehrt zur Ruhelage zurück; sodann geschieht dasselbe mit der Nadel in *c* und endlich mit der in *d*, so dass gewissermaassen eine elektrische Welle durch den Drath von *a* nach *f* geht. — Verbindet man das Ende *a* nur momentan mit dem Pol der Säule und gleich darauf mit der Erde, so schlägt die Nadel in *b* zuerst nach der einen Seite, sodann durch den Rückstrom der Elektricität nach der entgegengesetzten Seite aus. — Diese letzteren Beobachtungen hat Faraday[1])

Fig. 370.



[1]) Faraday, Proceedings. Jan. 1854; Phil. Mag. [4] Vol. VII, p. 197; Pogg. Ann. Bd. XCII, S. 152. 1854.*

an der etwa 1500 engl. Meilen langen, unterirdischen Drathleitung der Telegraphenlinie von London nach Manchester angestellt. Der Drath ging mehrere Male hin und her, so dass die drei Galvanometer *b*, *c* und *d* sich alle mit dem Experimentator in einem Zimmer befanden.

An einem in der Luft ausgespannten Drath zeigen sich die Erscheinungen viel weniger deutlich, da hier die auf der Oberfläche des Drathes angehäuften Elektricitätsmengen viel kleiner sind.

Schaltet man statt der Galvanometer an den verschiedenen Stellen des Telegraphendrathes Elektromagnete ein, welche durch Anziehung ihres Ankers Eisendräthe gegen einen mit Cyankaliumlösung getränkten und durch ein Uhrwerk fortgezogenen Papierstreifen drücken (die Zeichenempfänger des Bain'schen Drucktelegraphen), so verzeichnen die an verschiedenen Stellen anfangenden, auf dem Papier gezogenen blauen Linien gleichfalls den Gang der elektrischen Welle im Telegraphendrath [1]). Mochten nun 31 oder 500 Elemente zur stromerregenden Säule verbunden sein, die Elektromagnete, welche von den der Säule ferneren Theilen des Drathes erregt wurden, begannen doch gleich viel später, als die der Säule zunächst stehenden, ihren Strich auf dem Papier zu zeichnen. Hiernach müssen also die an den einzelnen Theilen des Drathes stattfindenden Ladungen den elektromotorischen Kräften der Säule entsprechen, wie dies auch die Versuche von Siemens (Thl. I, §. 68) direct ergehen.

Auch Wheatstone [2]) hat ähnliche Versuche angestellt, bei denen er 870
namentlich den seitlichen Elektricitätsverlust eines isolirten und einerseits mit dem einen Pol einer Säule verbundenen Telegraphenkabels von 660 engl. Meilen Länge bestimmte. In der Mitte und an den Enden des Kabels waren Galvanometer eingefügt. Wurde der zweite Pol der Säule isolirt erhalten, so konnte sich das Kabel nicht laden; war derselbe abgeleitet, so lud es sich, und die Galvanometer zeigten bald eine constante Ablenkung, indem die in das Kabel eintretenden Elektricitäten sich von seiner Oberfläche aus zerstreuten und nun durch neu hinzuströmende Mengen ersetzt werden mussten. Da die auf diese Weise zerstreuten Mengen der Länge des Kabels nahezu direct entsprechen, so nimmt die Ablenkung A der Nadel des dem Pol der Säule zunächst liegenden Galvanometers, d. h. die Intensität des Stromes daselbst nahezu der Länge des Kabels proportional zu. Wuchs z. B. die Länge von 110 bis 330 und 660 Meilen, so war $A = 6{,}5$, 18 und 31^0. — Da ferner zu den von der Säule entfernteren Enden immer kleinere Elektricitätsmengen hin gelangen, so nehmen die Ablenkungen der Galvanometernadeln von dem Pol der Säule an bis zum entfernteren Ende des Kabels allmälig ab. Dieselben betrugen in Abständen von 110, 330, 440, 550, 660 engl. Meilen $33^1/_2$,

1) Faraday und Latimer Clark, Phil. Mag. [4] Vol IX, p. 162. 1855;* Pogg. Ann. Bd. XCVI, S. 488.* — 2) Wheatstone, Phil. Mag. [4] Vol. X, p. 56. 1855;* Pogg. Ann. Bd. XCVI, S. 164.*

31, 15, 12, 5, 0°. — Der Ausschlag des Galvanometers scheint hierbei derselbe zu sein, wenn vom Galvanometer aus nach der der Säule abgewandten Seite hin sich gleiche Drathlängen l befinden, gleichviel ob zwischen der Säule und dem Galvanometer längere oder kürzere Drathstrecken eingeschaltet sind. Dieses Resultat würde sich auch aus den beiden ersten Sätzen unmittelbar ergeben, denn bezeichnet L die Länge des Kabels, A die Ablenkung des Galvanometers an der Säule, a die des um $L - l$ von der Säule entfernten Galvanometers, so ist 1) $A = const.\ L$, und 2) $a : A = l : L$, also $a = \frac{A\,l}{L} = const.\,l$. — Da endlich der Elektricitätsverlust an der Oberfläche des Kabels der freien, daselbst angehäuften Elektricität proportional ist, so muss auch die Intensität des Stromes in dem der Batterie zunächstliegenden Galvanometer der elektromotorischen Kraft derselben proportional sein. (Bei Anwendung von 1—6 hintereinander geschlossenen Kemp-Wheatstone'schen Elementen (Thl. I, §. 147) stieg der Ausschlag des Galvanometers von 6 — 36°.)

Wird das durch die Batterie geladene isolirte Kabel von derselben losgelöst und an dem einen Ende mit der Erde verbunden, so schlägt die Nadel des diesem Ende zunächstliegenden Galvanometers zuerst am stärksten aus, indem dort die Elektricität zuerst abfliesst, dann folgen die Nadeln der entfernteren Galvanometer. — Verbindet man beide Enden des Kabels mit den beiden Polen der Säule, theilt das Kabel in der Mitte und stellt sogleich die Verbindung daselbst wieder her, so schlägt die Nadel des dort befindlichen Galvanometers zuerst aus, später folgen die Nadeln der an den Polen der Batterie befindlichen Galvanometer. Oeffnet man aber die Verbindung des Kabels mit der Säule an dem einen Pol, und stellt dann die Verbindung wieder her, so schlagen die Nadeln der Galvanometer an den Polen zuerst, dann die des in der Mitte des Kabels befindlichen aus.

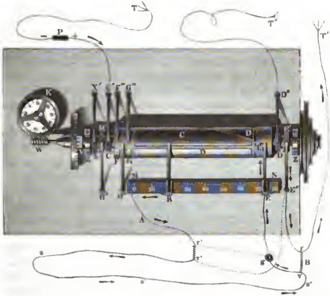
Dieser Versuch unterscheidet sich auf eine sehr bemerkenswerthe Weise von dem Versuch von Faraday, bei welchem bei der Verbindung eines zur Erde abgeleiteten Drahtes mit dem einen Pol einer andererseits gleichfalls mit der Erde verbundenen Säule der Strom allmälig von jenem Pol durch den ganzen Drath sich zur Erde fortpflanzte. Würde hier die Erde nur als ein Leiter dienen, so würde sich im Gegentheil die Strömung von beiden Polen der Säule, sei es direct, sei es durch die Erde gleichzeitig allmälig bis zur Mitte des Drathes ausgebreitet haben. — Wir werden also die Erde hier nicht wie einen gewöhnlichen Leiter zu betrachten haben, sondern wie einen grossen Behälter, in welchen die von den Polen der Säule kommenden Elektricitäten auf den ihnen dargebotenen Wegen allmälig abfliessen [1]).

[1]) Vergl. auch Riess, Pogg. Ann. Bd. LXXX, S. 223. 1850.*

Ganz ähnliche Versuche, wie die erwähnten, hat **Guillemin**[1] an überirdischen Telegraphendräthen angestellt, und dabei zugleich genauere Messungen über die Zeitdauer ihres variablen Ladungszustandes gemacht. 871

Ein 180mm langer und 100mm im Umfang haltender Cylinder von Buchsbaumholz, Fig. 370, drehte sich vermittelst eines Schnurlaufes und eines durch die Hand getriebenen und mit Windflügeln versehenen Schwungrades um eine

Fig. 370.



stählerne Axe. Die Zahl seiner Umdrehungen konnte durch ein an letzterer angebrachtes Zählerwerk W und K abgelesen werden. Auf dem Cylinder war eine dreieckige und eine trapezförmige Kupferplatte C und D befestigt, welche metallisch mit zwei auf die Stahlaxe aufgesetzten Rädern C' und D' communicirten, gegen deren metallische Peripherieen die Federn C'' und D'' schleiften. Die die Hypotenuse von C bildende Kante war stufenförmig in 70 Absätzen ausgeschnitten. Vor dem Cylinder lag ein getheilter Metallstab MN, auf dem sich zwei Federn R und E von Stahl verschieben liessen, deren erstere mit dem Stab direct metallisch communicirte, während die zweite von ihm isolirt war. Letztere traf bei der Drehung des Cylinders einen schmalen dreieckigen Kupferstreif $E_{,}$, der in denselben eingelegt war. Ausserdem schleifte eine Feder E'' auf einem ebenfalls isolirt

---

[1]) **Guillemin**, Ann. de Chim. et de Phys. T. LX, p. 385. 1860*.

auf die Stahlaxe aufgesetzten Metallrade E^I, welches mit E_I leitend verbunden war. Fernere Einlagen des Cylinders F, G, H, communicirten bei seiner Drehung bei einigen Versuchen mit den Federn $F^{II} G^{II} H^{II}$.

Die Federn waren alle von Stahl und wurden gegen die Räder und den Buchsbaumcylinder durch Spiralfedern gedrückt, welche ein kleines Polster von Hirschleder trugen, um so die Schwingungen derselben zu dämpfen.

Bei den meisten Versuchen war der eine Pol einer Säule P mit der Erde T, der andere mit Feder C^{II} verbunden. Von dieser ging der Strom zur Platte C und durch Feder R und Stab MN zu dem einen Ende eines Telegraphendrathes $Ass^Is^{II}T^I$, in welchen bei rv und r^Iv^I Eisendräthe B von ziemlich bedeutendem Widerstande eingeschaltet waren. Bei T^I war der Drath zur Erde abgeleitet. Von den Punkten r und v oder r^I und v^I konnte nun eine Zweigleitung fortgeführt werden, die das Galvanometer g enthielt, und deren Enden mit den Federn E und E^{II} communicirten. Wird der Cylinder so gedreht, dass seine obere Seite in der Figur sich in der Richtung des Pfeiles bei EE_I bewegt, so wird, sobald die Feder R an der einen oder anderen Stelle auf die Hypotenuse der Metallplatte C auftritt, die Säule P durch C^{II} C^I C R und NM mit dem Ende A des Telegraphendrathes verbunden; eine bestimmte aus der Drehungsgeschwindigkeit des Cylinders zu berechnende Zeit nach dieser Schliessung, je nach der Stellung der Feder R auf dem Maassstab MN früher oder später, wird dann die das Galvanometer enthaltende Nebenleitung durch $vgEE_IE^IE^{II}r$ gleichfalls geschlossen, und gleich darauf wieder geöffnet, indem Feder E von dem unter ihr befindlichen Metallstreif E_I abgleitet. Je nachdem E auf der breiteren oder schmaleren Seite des Streifens E_I schleift, dauert die Schliessung der Nebenleitung längere oder kürzere Zeit. Durch die oben angegebene Dämpfung der Schwingungen der Federn soll so ein ganz sicherer Contact von nur $^1/_{5000}$ Secunde Dauer erzielt werden können. Bei weiterer Drehung gleitet auch Feder R von C ab und tritt auf die Metallplatte D über, welche durch D_I und D^{II} mit der Erde bei T^{II} verbunden ist. Der Telegraphendrath entledigt sich jetzt seiner Ladung gleichzeitig auf den Wegen $MRDD^ID^{II}T^{II}$ und BrT^I. Da bei sehr langen Drähten die Entladung durch beide Enden in der Zeit des Schleifens der Feder R auf D nicht vollständig erfolgen würde, werden bei ihnen noch zwei mittlere Punkte mit den Federn F^{III} und G^{III} verbunden, welche bei der Drehung auf die Metallplatten F und G treten und durch diese mit D^I und der Erde verbunden sind. Bei weiterer Drehung ladet sich der Telegraphendrath von Neuem u. s. f., so dass das Galvanometer in der Nebenschliessung einen constanten Strom angiebt. — Aus den Versuchen folgt:

Ist die Nebenschliessung an dem von der Säule entfernten Ende des Telegraphendrathes angebracht, so nimmt daselbst die Intensität des Stromes allmälig bis zu einem Maximum zu. So ergab sich z. B das Ansteigen der Intensität i in den Zeiten t (in 10000tel Secunden) nach hergestellter

Schliessung am Ende eines 530 Kilometer langen, 4mm dicken, in der Luft ausgespannten Telegraphendrathes von Eisen (Linie: Nancy, Strassburg, Mülhausen, Vesoul, Nancy):

t	19	29	55	90	150	190	220	260	∞
i	0,5	2	10	17	18,5	18,5	19	19,5	19,5

In etwa 0,024 Secunden hatte also der Drath in allen Theilen einen constanten Zustand angenommen. Derselbe dauernde Zustand wurde ausserdem beobachtet, indem der Drath unveränderlich mit der Säule verbunden blieb, und nun die Nebenschliessung zeitweise geschlossen wurde. Dieselben Resultate ergaben sich, als der Drath direct bei T' mit der Erde verbunden war, und nun von einem Punkt desselben durch das Galvanometer G und die Leitung $EE_{I}E'$ und E'' in gewissen Zeiten eine zweite Verbindung zur Erde hergestellt wurde. — Es wurde auch der Telegraphendrath an demselben Punkt unterbrochen, und nun wurden die beiden Enden daselbst mit zwei auf einem besonderen Ring J schleifenden Federn verbunden, welcher an einer Stelle unterbrochen war. Die Verbindung der Säule durch den ganzen Drath bis zur Erde war hergestellt, so lange die Federn auf J schleiften. Traten sie aber auf die Unterbrechungsstelle über, so war dieselbe gehemmt. Dafür trat dann eine andere Feder H'' auf eine Metallplatte I über und schaltete an der Unterbrechungsstelle momentan ein Galvanometer in den Drath selbst ein. Die Versuche ergaben dasselbe Resultat wie oben.

Ist die Nebenschliessung dagegen dicht an der Säule angebracht, so erreicht die Stromintensität zuerst ein Maximum und nimmt allmälig bis zu einem permanent andauernden Minimum ab. Fügt man also daselbst eine Drathspirale in den Leitungsdrath ein, welche von einer Inductionsspirale umgeben ist, die durch einen Eisendrath von grossem Widerstand geschlossen ist, und verbindet die Enden der Spirale zu verschiedenen Zeiten nach der Verbindung der Säule mit dem Telegraphendrath mit einem Galvanometer, welcher mithin zu dem eisernen Schliessungsdrath der Inductionsspirale eine Nebenschliessung bildet, so ist der in dem Galvanometer erhaltene Inductionsstrom in der ersten Zeit nach der Verbindung mit der Säule dem von derselben ausgehenden Strom entgegengerichtet, später demselben gleichgerichtet. Dasselbe Verhalten tritt auch, nur zu anderen Zeiten hervor, wenn man die Drathspirale an anderen Stellen des Telegraphendrathes einfügt, also z. B., sie einerseits mit letzterem und andererseits erst durch einen langen Eisendrath mit der Säule verbindet, oder auf der entgegengesetzten Seite den Telegraphendrath durch die Spirale zur Erde ableitet [1]).

Beim Loslösen der Verbindung des Telegraphendrathes mit der Säule ist beim Verschwinden der Ladung der in der Inductionsspirale erzeugte Strom immer dem durch die Säule erzeugten Strom gleichgerichtet; es müsste denn sein, dass man das zuerst mit der Säule verbundene

[1]) Guillemin, Compt. rend. T. LI, p. 142. 1860.*

Ende des Telegraphendrathes nachher zur Erde ableitet, wo er die entgegengesetzte Richtung hat.

Diese Resultate ergeben sich ohne Weiteres, wenn man beachtet, dass der Abfall der freien Elektricitäten in den ersten Momenten sich nur über die dicht an der Säule befindlichen Theile des Drathes erstreckt, dort also sehr gross ist, und so die durch die Querschnitte des Drathes bewegte Elektricitätsmenge gleichfalls bedeutend ist. Allmälig breitet sich die freie Elektricität über den ganzen Drath aus, es tritt ein zunehmender Strom auch an seinem von der Säule entfernten Ende auf, während der Abfall der freien Elektricität an der Säule selbst immer kleiner, die Stromintensität daselbst immer geringer wird. Die Dauer der Veränderungen des elektrischen Zustandes des Drathes ist aber selbstverständlich an allen Stellen dieselbe.

Bei verschieden langen Drähten von 280, 380, 570 und 1004 Kilometern Länge betrug bei diesen Versuchen die merkbare Dauer des variablen Zustandes 0,0045, 0,010, 0,0180, 0,0280 Secunden, welche Zahlen sich wie die Quadrate jener Längen verhalten sollten. Sie nehmen aber langsamer zu; eine Abweichung, die durch die nicht berücksichtigte ungleiche Dicke der Dräthe (3 bis 4^{mm}), und die ungenauere Abmessung der Länge der Dräthe, die Ableitung an ihrer Oberfläche und die Inductionserscheinungen bedingt ist.

Verbindet man die Enden T und T' des Drathes Fig. 370, statt mit der Erde, direct durch einen Drath, so nimmt jetzt die Stromintensität in einer Nebenschliessung an der Stelle rv ab; der Strom erreicht einen constanten Zustand daselbst in derselben Zeit, wie in einer, der Säule zunächst im Drathe bei $r'v'$ angebrachten Nebenschliessung, während das Ende T' zur Erde abgeleitet ist. Es strömt also jetzt von beiden Polen der Säule gleichzeitig die Elektricität in den Drath durch die Enden A und B. Dies findet beim Einsenken von T und T' in die Erde nicht mehr statt; im Gegentheil fliessen von beiden Polen nur die Elektricitäten zu ihr ab, und die Erde dient so wiederum als ein Reservoir, welches diese Elektricitäten aufnimmt, ohne als wirklicher Leiter zwischen den von der Säule kommenden, in sie eingesenkten Elektroden zu wirken. Dies geschieht schon, wenn der Abstand der Ableitungsstellen zur Erde nur etwa 5 bis 6 Meter beträgt.

Bei Anwendung verschiedener Säulen (20 bis 150 Bunsen'scher Elemente) nimmt die Zeit des variablen Zustandes des Stromes ein kleines wenig mit der Zunahme der Zahl der zur Säule geordneten Elemente, so wie mit wachsender Grösse derselben ab, (etwa um $^1/_{10}$). Bringt man ebenso an dem, mit dem Telegraphendrath verbundenen Pol der Säule eine Zweigleitung zur Erde an, wodurch die Intensität des Stromes im Drath vermindert wird, so wächst dieselbe Zeit ein wenig. Ist der Drath vor der Verbindung mit dem einen Pol der Säule mit der demselben entgegengesetzten Elektricität geladen, so tritt dasselbe ein; ebenso wenn die den Drath umgebende Luft feucht ist.

Guillemin glaubt, dass diese Erscheinung daher rühre, dass eine

Säule in der Zeiteinheit überhaupt nur eine bestimmte, mit der Zahl und Grösse der Elemente wachsende Elektricitätsmenge liefern kann. Sie beruht indess wohl auf anderen Umständen. Würde die Ladung des Drathes mit freier Elektricität nach dem Ohm'-Kirchhoff'schen Gesetz allein auftreten, so wäre dieselbe der Stromintensität proportional, also die Dauer des variablen Zustandes vor endlicher Herstellung der Ladung von der Art der Anordnung der Säule unabhängig. Treten aber weniger regelmässige Bindungen oder Ableitungen gewisser Elektricitätsmengen auf der Oberfläche des Drathes ein, welche nicht der Spannung an der Säule proportional sind, z. B. wenn an irgend einer Stelle Funkenentladungen erfolgen könnten, u. dgl. m., so werden die Verhältnisse sich ändern.

Wird der Drath in der angegebenen Weise durch Verbindnng des Endes A mit der Säule geladen nnd kurze Zeit nach Herstellnng dieser Verbindung ebendaselbst durch ein Galvanometer mit der Erde verbunden, so entladet sich der Drath durch dieses wieder. Der Ausschlag des Galvanometers wächst mit der Dauer der Verbindung mit der Säule zu einem Maximnm, welches, wie leicht ersichtlich, zur selben Zeit erreicht ist, in der der permanente Zustand der Ladung des Drathes sich herstellt. — Wird aber der Drath, nachdem er einen constanten Zustand angenommen, bei A mit der Erde verbunden, und in verschiedenen Momenten von dem Verbindungsdrath aus durch ein Galvanometer eine Zweigleitung znr Erde hergestellt, so nimmt in derselben die Intensität des Entladungsstromes ab. Derselbe dauert indess im Ganzen eine etwa 3,4 bis 4,2mal so lange Zeit, als znr Ladung des Drathes erforderlich war, je nachdem die Zweigleitung an dem der Säule zunächstliegenden oder dem von ihr entfernten Ende des Drathes angebracht wurde. Die zu diesen Versuchen nöthigen Verbindungen lassen sich leicht durch die Federn des Apparates bewerkstelligen.

Wird daher bei den zuerst beschriebenen Versuchen die Ableitung des dnrch Verbindung mit dem einen Pol der Säule geladenen Drathes nicht lange genug hergestellt, so verbleibt in Folge dieser langen Entladungszeit leicht ein Theil der Ladung in demselben zurück bis zur wiederholten Verbindung mit der Säule. Wenn letztere nun auch nur so kurze Zeit andauert, dass ohne diesen Grund das Galvanometer an dem mit der Erde verbundenen Ende des Drathes noch keinen Strom angeben würde, so zeigt sich hierdurch doch bei wiederholter Verbindung mit der Säule ein Strom, indem nun die zurückbleibenden Ladungen sich addiren nnd gemeinsam abfliessen.

Wnrde bei diesen Versuchen der Drath nach der Loslösung von der Säule isolirt gelassen und nun bestimmte Zeiten nach derselben durch das Galvanometer mit der Erde verbunden, so nahm der Ausschlag des letzteren ziemlich schnell ab (von 56° bis 22°, während er in derselben Zeit bei dauernder Verbindung des Drathes mit der Erde von 74° bis 10° herabsank). Dieser sehr bedeutende Elektricitätsverlnst des Drathes durch

Abgabe an die Luft, sowie namentlich auch durch mangelhafte Isolation muss die Sicherheit der Resultate bedeutend beeinträchtigen. Die Fehlerquellen werden noch grösser durch die inducirende Wirkung jedes Theiles des Drathes auf die benachbarten Theile desselben und durch die Inductionsströme, welche auftreten, wenn man zwei parallele Dräthe zu den Versuchen verwendet, zwischen denen dann auch Nebenleitungen stattfinden können. Wenn man z. B. von zwei parallelen, wohl isolirten Telegraphendräthen den einen durch Verbindung seines einen Endes mit dem einen Pol einer Säule ladet, und das benachbarte Ende des anderen Drathes durch ein Galvanometer zur Erde ableitet, so zeigt letzteres dabei in Folge des im zweiten Drathe entstehenden Inductionsstromes einen Ausschlag [1]). Ein solcher Inductionsstrom würde offenbar auch erfolgen, wenn die von der Säule entfernten Enden der beiden Dräthe verbunden, und nun an dem Galvanometer die Zeit der durch die Säule erfolgenden Ladung des Drathes beobachtet würde. — Auch die beständig in den Telegraphendräthen durch Einfluss der Luftelektricität auftretenden Ströme haben einen grossen störenden Einfluss. Die Ungenauigkeit der Resultate ergiebt sich auch daraus, wenn man mit Hülfe der oben erwähnten numerischen Werthe aus der Ohm'schen Formel (§. 856) in jedem Fall die Leitungsfähigkeit k des Drathes berechnet, dass dieser Werth, welcher constant sein sollte, zwischen 20,7 und 36,7 variirt [2]).

872 Sehr deutlich tritt die Wirkung der Inductionsströme bei den folgenden Versuchen hervor, bei denen sie sogar, entsprechend den Rechnungen von Thomson und Kirchhoff, alternirende Ströme zur Folge haben. Solche Ströme werden nach Thomson's [3]) Berechnung (§. 863) namentlich hervortreten, wenn die elektrische Capacität C der Dräthe klein ist im Verhältniss zu der Inductionswirkung in denselben. Sie würden sich also leichter in überirdischen Telegraphenkabeln zeigen, als in solchen, die in das Meer versenkt sind.

Auf diese Weise beobachteten auch W. Thomson und Jenkin, als sie einen mit Guttapercha überzogenen und mit Eisendrath übersponnenen zusammengerollten Telegraphendrath (das zur Versenkung in das rothe Meer bestimmte Kabel) einerseits mit der Erde, andererseits mit dem einen Pol einer Säule verbanden, deren anderer Pol zur Erde abgeleitet war, dass bei plötzlicher Loslösung des Kabels von der Säule und Verbindung des losgelösten Endes durch ein Galvanometer mit der Erde, die Galvanometernadel erst einen der normalen Entladung des Drathes entsprechenden Ausschlag zeigte, sodann gleich darauf eine entgegengesetzte Ablenkung, die also in demselben Sinne erfolgte, wie durch den das Kabel ladenden Strom. Die Ausschläge waren viel zu bedeutend, als dass

[1]) Vergl. die älteren Versuche von Guillemin und Burnouf, Compt. rend. T. XXXIX, p. 330 und 536. 1854.* — [2]) Keller, Annali di Matematica di Roma. Settembre e ottobre 1859. — [3]) Thomson und Jenkin, Phil. Mag. [4] Vol. XXII, p. 202. 1861.*

sie einer Polarisation der die Leitung zur Erde vermittelnden Metallplatten hätten zugeschrieben werden können. Je länger der Drath ist, oder je besser sein von der Säule entferntes Ende von der Erde isolirt ist, desto mehr tritt der erste normale Ausschlag hervor und desto mehr verschwindet die Umkehrung der Stromesrichtung (die „falsche Entladung"), da die Zeitdauer der Entladung dabei immer mehr vergrössert wird, und die letztere Entladung die Galvanometernadel dann erst trifft, wenn sie durch die normale Entladung schon weit abgelenkt ist. Wird die Verbindung des der Säule zunächst liegenden Endes des Kabels mit der Erde erst einige Zeit nach der Loslösung von der Säule vorgenommen, während das Kabel andererseits mit der Erde verbunden ist, so tritt dann die normale Entladung mehr zurück und die anomale Ablenkung der Galvanometernadel zeigt sich allein. Ein wiederholtes Alterniren liess sich nicht beobachten. Trotz der grossen Elektricitätsmenge im Kabel zeigte sich doch bei der Loslösung von der Säule kein Funken, indem die Entladung durch die Induction zu sehr verzögert wurde. — An einem ins Meer versenkten Kabel konnte Jenkin entsprechend den oben gemachten Andeutungen keine falsche Entladung nachweisen. Wird dasselbe aber herauf gewunden und auf dem Trocknen in Windungen übereinander gelegt, so tritt sie nach Webb[1]) sogleich hervor.

Zu den Versuchen über die Ladungszeit der Dräthe müssen wir auch 873
die Beobachtungen der Experimentatoren rechnen, welche auf verschiedenem Wege die Geschwindigkeit der im galvanischen Strome fortgeleiteten Elektricitäten bestimmen wollten. Dieselben haben bisher nur die Ladungszeit von Telegraphendräthen, und zwar auch noch unter sehr verschiedenen, meist durchaus nicht genau bestimmten Bedingungen erforscht, so dass ihre Beobachtungen nicht einmal für die Bestimmung jener Ladungszeit einen sicheren Schluss gestatten. Wir begnügen uns deshalb, dieselben nur ganz kurz zu erwähnen.

Fizeau und Gounelle[2]) liessen auf dem Rande eines Holzrades von 50mm Durchmesser, der in 36 gleiche, abwechselnd mit Platin ausgelegte Abtheilungen getheilt war, drei Paare von Federn von Platin AB, CD, EF schleifen, so dass zu gleicher Zeit die Federpaare AB und EF auf zwei Platinabtheilungen, CD auf dem Holz zwischen denselben schleiften. Der eine Pol einer Säule wurde mit der Erde, der andere mit Feder A verbunden. Feder B wurde mit einem Telegraphendrath verbunden, der von Paris nach Rouen (Eisendrath) oder Amiens ($^1/_3$ Eisendrath und $^2/_3$ Kupferdrath) und zurück führte. Das andere, wieder an dem Apparat endigende Ende des Drathes wurde gespalten und mit den Federn C und E verbunden, während die Federn D und F mit den beiden Windungsreihen G und G_1 eines Differentialgalvanometers, welche andererseits zur Erde abgeleitet waren, in der Art verbunden

[1]) Webb, Engineer 1859, 26. Aug. und l. c. — [2]) Fizeau und Gounelle, Compt. rend. T. XXX, p. 437. 1850;* Pogg. Ann. Bd. LXXX, S. 158.*

wurden, dass der Strom dieselben in entgegengesetzter Richtung durchfloss. Treten bei der Drehung des Rades die Federn AB auf eine Platinabtheilung, so vergeht eine Zeit, bis sich die Ladung, welche durch dieselben dem mit B verknüpften Ende des Telegraphendrathes mitgetheilt wird, bis zu seinem mit den Federn C und E verbundenen Ende ausbreitet. Bleibt das Rad in Ruhe, so fliesst der Strom nur durch Feder F und die Windungsreihe G_1. Wird das Rad so schnell gedreht, dass in dieser Zeit die Federn C und D vom Holz auf das Platin, E und F von letzterem zu ersterem übertreten, so fliesst der gebildete Strom nur durch die Windungsreihe G des Galvanometers. Wird das Rad noch schneller gedreht, dass in jener Zeit die Federn CD bis auf die zweite Holzabtheilung, die Federn EF auf die zweite Platinabtheilung treten, so fliesst der Strom wieder durch F und die Windungsreihe G_1 u. s. f. Mit wachsender Drehungsgeschwindigkeit des Rades wechselt also die Richtung des Ausschlages der Galvanometernadel. Aus der Messung jener Geschwindigkeit in den verschiedenen Fällen kann man daher die Zeit der Fortpflanzung der Ladung in dem Drath von seinem ersten bis zu seinem letzten Ende bestimmen. Diese Zeit ergab sich unabhängig von der Zahl und Anordnung der Elemente der Säule, wie dies auch aus dem Früheren folgt, und war die gleiche, welcher Pol der Säule auch mit dem Drath verbunden wurde. Die Strecke, über welche die Ladung auf diese Art in der Secunde sich ausbreitete, betrug im Eisendrath von 4mm Durchmesser 101710 Kilometer, im Kupferdrath von 2,5mm Durchmesser 177722 Kilometer; sie schien also nicht im Verhältniss der specifischen Widerstände der Dräthe zu stehen und von ihrem Querschnitt unabhängig zu sein. Indess ist nach dem Früheren zu beachten, dass diese Zeit jedenfalls annähernd proportional dem Quadrat der Länge der Dräthe zunehmen muss, und nicht, wie vorausgesetzt wurde, direct ihrer Länge proportional ist, dass ferner die Beschaffenheit der Oberfläche der Dräthe und der Atmosphäre, also der Ladungscoefficient und die Ableitung von der Oberfläche der Dräthe völlig unbestimmt war, so dass den erhaltenen Zahlenwerthen keine grosse Bedeutung beizulegen ist.

874 In ähnlicher Weise hat Walker[1]) durch eine Uhr auf einer Station (Philadelphia) in regelmässigen Intervallen einen Strom geschlossen, der ebendaselbst und auf anderen Stationen (Cambridge, New-York, Washington) vermittelst eines Morse'schen Schreibapparates auf einem Papierstreifen Punkte verzeichnete. Wird nun ein Sterndurchgang durch den Meridian in gleicher Weise von Philadelphia aus durch einen Strom nach den anderen Stationen signalisirt, so wird das betreffende Zeichen ebenso stark verzögert, wie die die Zeit angebenden Punkte. Die Abstände zwischen ersterem und letzteren sind also auf allen Stationen gleich. Wird

[1]) Sears. C. Walker (A. D. Bache und Steinheil, Astron. Nachr. Bd. XXIX, S. 54 und 97. 1849.*

aber der Sterndurchgang von einer anderen Station aus, z. B. nach Philadelphia rückwärts telegraphirt, so vergeht eine gewisse Zeit, bis der Strom daselbst anlangt; der Abstand des unmittelbar vor dem Durchgang von Philadelphia her gegebenen Zeitzeichens von dem den Durchgang angebenden Punkt ist auf jener Station kleiner als in Philadelphia, und zwar wächst die Verkleinerung mit dem Abstand der Station von Philadelphia. Durch Messung dieser Verkleinerung mittelst der verschiedenen Beobachtungen ergab sich die Länge der Telegraphendräthe von der Säule ab, an deren Ende der Strom in der Secunde eine solche Intensität erreicht, dass er den Elektromagnet des Morse'schen Apparates bis zum Beginn der Bewegung des Zeichenstiftes genügend stark erregte, gleich 18700 engl. Meilen mit einem etwaigen Fehler von 1000 Meilen.

Bei den Versuchen von Gould [1]) wurde durch eine Uhr der durch die Schreibapparate des Morse'schen Telegraphen auf zwei Stationen *A* und *B* geleitete Strom regelmässig am Anfang jeder Secunde unterbrochen. Die „Zeit"-Linien, welche auf den durch ein Uhrwerk fortbewegten Papierstreifen der Apparate durch die Schreibstifte gezogen wurden, wurden daher an gleich weit von einander entfernten Stellen durch kleine Zwischenräume unterbrochen. Diese Zwischenräume werden aber nicht auf beiden Stationen gleichzeitig, sondern auf der Station *A*, auf welcher die Uhr steht, früher verzeichnet werden. Giebt man nun auf Station *B* ein Signal durch Unterbrechung des Stromes, und zeichnet sich dies in *B* und *A* auf demselben Papierstreif auf, wie jene Zeitlinien, so wird es auf der Station *B* ebensoviel eher erscheinen als auf *A*, wie die Unterbrechungen der Zeitlinien in *B* gegen die in *A* verzögert sind. Die Differenz der relativen Stellung der Signalpunkte auf beiden Stationen in Bezug auf die Stellung der Unterbrechungen der Zeitlinien, multiplicirt mit der Geschwindigkeit der Bewegung des Papierstreifens giebt dann die doppelte Zeit an, welche der galvanische Strom braucht, um von *A* nach *B* in genügender Stärke zu gelangen, um den Schreibapparat daselbst zu bewegen. 875

Da für beide Zeichen die Zeit gleich ist, um den den Anker tragenden Magnet so weit zu magnetisiren, dass er den Anker anzieht, oder ihn so weit unmagnetisch zu machen, damit derselbe abfällt, so entsprechen die erhaltenen Werthe direct den Zeiten, in denen sich die am einen Ende durch Oeffnung des Schliessungskreises bedingte Aenderung der Ladung der Dräthe auch am anderen Ende kundgiebt. Im Mittel findet Gould aus Versuchen die Geschwindigkeit der Fortpflanzung in Eisendräthen gleich 15890 engl. Meilen in der Secunde.

Auch hier konnten die oben erwähnten störenden Umstände durchaus nicht genauer beachtet werden.

---

[1]) Gould, American Journal [2] Vol. XI, p. 67, 153; Krönig's Journ. Bd. III, S. 1. 1851.*

876 Mitchel [1]) in Cincinnati bediente sich zu den Bestimmungen im Wesentlichen der folgenden Methode:

Durch ein Secundenpendel wird bei jedem Schlage eine mit einer Spitze versehene „Zeit-"Feder regelmässig gegen eine mit gleichförmiger Geschwindigkeit rotirende Metallscheibe gedrückt, und so die Zeit auf derselben notirt. Dieser Feder gerade gegenüber befindet sich eine zweite, welche durch einen Elektromagnet gegen die Metallplatte gedrückt wird, wenn derselbe durch einen Strom erregt wird. Der eine Pol einer Säule wurde nun mit der Erde verbunden, der andere durch das Secundenpendel in regelmässigen Intervallen entweder mit einer kurzen zur Erde führenden Leitung verbunden, welche die den Elektromagnet erregende Spirale enthielt, oder mit einer längeren Leitung in Verbindung gesetzt, die aus einem 607 engl. Meilen langen, von Cincinnati nach Pittsburg und zurück führenden Telegraphendrath und sodann aus der Spirale des Elektromagnetes bestand, und an ihrem Ende gleichfalls mit der Erde verbunden war. — Im letzteren Falle wurde die durch den Elektromagnet angezogene Feder später gegen die rotirende Metallscheibe gedrückt, als im ersteren. Die durch sie verzeichneten Punkte stehen nicht mehr den durch die Zeitfeder verzeichneten Punkten direct gegenüber. Aus dem mittleren Abstand der durch beide Federn angegebenen Punkte lässt sich die Zeit der Fortpflanzung durch die Telegraphenleitung bestimmen. — Um indess vergleichbare Angaben zu haben, musste die Intensität der Ströme bei der langen und kurzen Leitung gleich gemacht werden, damit die Erregung des Elektromagnetes in gleicher Weise vor sich ging, und zugleich mussten die Bewegungen des Ankers desselben möglichst klein gemacht werden.

Es ergab sich im Mittel für den Telegraphendrath von unbestimmtem Stoff (wohl Eisen) eine Fortpflanzungsgeschwindigkeit der zur Erregung des Elektromagnetes erforderlichen Intensität von 28524 engl. Meilen in der Secunde.

Ausser den schon erwähnten Störungen tritt bei diesen Versuchen noch der Umstand hinzu, dass auch bei völlig gleicher Stromintensität die beim Schliessen der Stromkreise erfolgenden Extraströme in den die Magnete umgebenden Spiralen bei der kürzeren Leitung viel intensiver sind, als bei der längeren, und so bei jener die Magnete viel langsamer den zur Anziehung des Ankers erforderlichen Magnetismus erhalten [2]) (vergl. Thl. II, §. 698).

877 Aus den mehrfach erwähnten Gründen ist die grosse Verschiedenheit der erhaltenen Zahlen, welche für die Geschwindigkeit der Fortpflanzung der Elektricität selbst direct nichts Bestimmtes ergeben, sehr erklärlich. Dieselben sind wesentlich kleiner, als die von Wheat-

[1]) Mitchel, Pogg. Ann. Bd. LXXX, S. 161. 1850.* — [2]) Vergl. auch Helmholtz, Pogg. Ann. Bd. LXXXIII, S. 539. 1851.*

stone[1]) für die Dauer der Elektricitätsbewegung bei Entladung einer Leydener Batterie erhaltene Zahl. Bekanntlich unterbrach derselbe den Entladungsdrath der Batterie an drei Punkten, von denen der eine in der Mitte des Drathes, die beiden anderen an den Belegungen der Batterie sich befanden, und beobachtete die Verschiebung der Spiegelbilder der an denselben entstehenden Funken in einem vor den Unterbrechungsstellen schnell rotirenden Spiegel. Es ergab sich, dass die Elektricitäten von beiden Belegungeu gleichzeitig ausgingen und sich in der Mitte zwischen ihnen vereinten. Die Geschwindigkeit der Bewegung fand Wheatstone in einem Kupferdrath von $1{,}7^{mm}$ Dicke gleich 288 000 engl. oder 57 600 geogr. Meilen in der Secunde.

Es wäre sehr wünschenswerth, dass über die Ladungszeiten der Dräthe und die zu ihrer Ladung erforderlichen Elektricitätsmengen, über die Intensität der Ströme in einerseits isolirten, andererseits mit der Säule verbundenen Dräthen und die Mengen Elektricität, welche sie an ihrer Oberfläche verlieren, so wie über die übrigen in dieses Gebiet einschlagenden Erscheinungen genauere Versuche angestellt würden. Man würde aus denselben zugleich eine Bestimmung der elektrostatischen Einheiten von Elektricität herleiten können, welche in der Zeiteinheit durch den Querschnitt der Leiter bei einer gewissen Stromintensität hindurchgehen. Man könnte so die entsprechende, von Weber und Kohlrausch vorgenommene Messung (§. 799) ergänzen uud bestätigen.

[1]) Wheatstone, Phil. Trans. 1835. Vol. II, p. 583;* Pogg. Ann. Bd. XXXIV, S. 464;* die nähere Beschreibung dieser Versuche gehört in das Gebiet der Reibungselektricität; vergl. Riess, die Lehre von der Reibungselektricität Bd. I, S. 381. §. 398 u. flgde.*

Nachträge.

1. Zu Thl. I, §. 12 bis 15. Fundamentalversuche. Hankel[1]) hat die elektromotorische Kraft beim Contact zweier Metalle nach folgender Methode bestimmt:

Eine kreisförmige Kupferplatte von 95^{mm} Durchmesser schwebte horizontal und isolirt an drei Dräthen über einer zweiten, horizontalen und festgestellten Kupferplatte von gleicher Grösse. Die obere Platte konnte der unteren auf eine durch ein Mikroskop genau messbare Entfernung genähert werden. Sie war durch einen feinen, spiralförmig gewundenen Platindrath mit einem Hankel'schen Elektrometer verbunden (einem Bohnenbergerschen Elektroskop, in welchem die trockene Säule durch 60 Zink-Wasser-Kupferelemente ersetzt ist, und in dem der Ausschlag des Goldblättchens durch ein Mikroskop abgelesen wird, vergl. Thl. I, §. 33).

Die zu untersuchenden Metallplatten wurden auf die untere Kupferplatte gebracht, ihnen wurde sodann die obere Kupferplatte auf $0{,}94^{mm}$ Abstand genähert; darauf wurde die obere und untere Kupferplatte zur Erde abgeleitet, die obere Platte wieder isolirt und von der unteren bis zu 330^{mm} Abstand entfernt. Die in der oberen Platte condensirte Elektricität verbreitet sich in das Elektrometer und kann dort gemessen werden. Es wurden stets die Differenzen zweier Ausschläge beim Auflegen zweier verschiedener Metallplatten auf die untere Kupferplatte als Maass der Spannung zwischen denselben angenommen und so die verschiedenen Metalle mit einander verglichen. Die Metallplatten waren durch Abreiben mit trockenem Schmirgel möglichst gereinigt. So ergab sich, wenn die Spannung Zk | Cu = 100 gesetzt wird, die Reihe I der Spannungen für die frisch gereinigten Metalle, und die Reihe II nach längerem Liegen derselben an der Luft:

[1]) Hankel, Berichte der königl. sächs. Gesellschaft 1861; Pogg. Ann. Bd. CXV, S. 57. 1862.*

	Al	Amalg Zk	Zk	Sn	Cd	Pb	Sh	Bi	Neusilber	Messing
I	225	200	200	177	176	156	131	128	125	122
II	140	—	157	152	139	151	113	106	105	110

	Hg	Fe	Stahl	Gusseisen	Cu	Au	Pd	Ag	Coaks	Pt
I	119	116	109	108	100	100	85	82	78	77
II	60	95	93	96	86	81	—	70	78	—

Blei und Silber sinken Aufangs beim Aussetzen an die Luft und steigen dann wieder iu der Spannungsreihe; vielleicht durch aufeiuanderfolgende Einwirkung der verschiedenen Gase in der Luft (Sauerstoff, Schwefelwasserstoff). — Auch bei diesen Versuchen könnten trotz aller Sorgfalt noch immer Gasschichten auf den Oherflächen der Metallplatten coudensirt sein, da entweder die vor dem Putzen vorhandenen darch das Reinigen nicht vollständig entfernt waren, oder in Folge der starken Anziehung der Metalle gegen die Gase sich unmittelbar nachher neue Schichten gebildet hatten. Diese Gasschichten würden selhst im luftleeren Raum sich nicht völlig von den Metallplatten entfernen, da sie wohl mit grösserer Kraft als mit dem Druck einer Atmosphäre festgehalten werden. So dürften die §. 12 gemachten Einwände gegen die völlige Bewciskraft der Volta'schen Fundamentalversuche auch hier noch hestehen können (vergl. indess Thl. II, §. 849).

2 Zu Thl. I, §. 36. Elektromotorische Kraft zwischen Flüssigkeiten. Die Versuche von Wild üher die Spannungsgesetze zwischen Elektrolyten sind von L. Schmidt[1]) in Halle unter Anwendung eines ganz ähnlichen Apparates (vergl. Fig. 23) weiter ausgeführt worden. Er fand:

Ausser den schwefelsaureu Salzen gehorchen auch die neutralen salpetersauren Salze von Cu, Sr, Na, K, Mg, Co, Ph, Ba, Ca, Ag, Zn, so wie die chlorwasserstoffsauren Salze von Ba, Cu, Ca, Mg, Fe, Na, K, Hg, Zn, Sr untereinander dem Gesetz der Spannungsreihe. — Dasselhe Gesctz gilt auch für unlösliche Salze, als $\dot{Ph}\ddot{S}$, $\dot{Ba}\,\bar{\ddot{S}}$, $\dot{Sr}\,\dddot{S}$, $\dot{Hg}\dddot{S}$, und Pb Cl, Sn Cl.

Zur Untersnchung letzterer Salze wurden zwei Glasröhren mit Metallstempeln versehen, welche als Elektroden dienten. Auf letztere wurde ein Blatt Fliesspapier gelegt und das gepulverte, mit Wasser zu Brei angerührte Salz hinaufgebracht und angepresst. Die Röhren wurden nun unter Zwischenlegung eines Blattes Fliesspapier mit ihren freien Enden aneinander gebracht, die Pulver durch die mittelst Mikrometerschrauhen bewegten Stempel gegeneinander gedrückt und der constante Ausschlag des mit denselhen verbundenen Galvanometers hestimmt. Dann wurden die Röhren getrennt, die Pulver in ihnen zurückgeschoben, und zwei andere feuchte Salzpulver auf sie hinaufgebracht; nun werden die Röhren wieder aneinander gelegt und nach dem Zusammenpressen der Ausschlag des Galvanometers beobachtet. Salze, die durch Wasser zersetzt wurden, wurden

[1]) L. Schmidt in Halle, Pogg. Ann. Bd. CIX, S. 106. 1860.*

trocken verwendet und auf die Stempel-Scheiben von Gyps oder Kupferchlorid gebracht.

Die Spannungsreihe der Salze versuchte Schmidt in der Weise zu bestimmen, dass er erst den Apparat von Wild ganz mit einer Salzlösung A füllte und den durch die Ungleichheit der Elektroden bedingten Ausschlag des mit denselben verbundenen Galvanometers bestimmte. Dann wurde die Lösung bis auf eine Höhe von 5^{mm} von den Elektroden entfernt; auf die rückbleibende Lösnng wurden die zu vergleichenden Salzlösungen B nnd C gegossen. Wnrden diese direct verbnnden, so entstand, wenn sie zu einer Spannungsreihe gehörten, kein Strom. Wurden sie aber durch eine über sie gegossene Schicht von Säure S verbunden, so entstand ein Strom, dessen Richtung und Grösse nach Schmidt die elektromotorische Kraft zwischen B und C bezeichnen soll. Hiernach sollen die Salzlösungen alle dieselbe Spannungsreihe wie ihre Metallradicale bilden, deren Reihenfolge folgende wäre: Mn, Na, Zn, Sn. Mg, Ca, K, Pb, Fe, Cu, Sr, Ba, Ag, Hg und Co.

Indess ist die erhaltene elektromotorische Kraft bei diesen Versuchen: $A \mid B + B \mid S + S \mid C + C \mid A$; wenn $A \mid B + B \mid C + C \mid A = 0$, so ist sie gleich $B \mid S + S \mid C + C \mid B$ und nicht allein $C \mid B$. Je nachdem nun $B \mid S + S \mid C$ den einen oder anderen Werth hat, und dieser kann bei Anwendung verschiedener Substanzen S sehr verschieden sein, kann bei gleichbleibendem Werth $C \mid B$ die Stromesrichtung und Grösse verschieden sein. Ebenso wenig würde man z. B. auch die Spannungsreihe der Metalle für sich bestimmen können, wenn man die Stromesrichtung zwischen ihnen bei ihrer Verbindung durch dieselbe Flüssigkeit S untersuchte. Je nach der Natur derselben kann die Spannungsreihe ganz verschieden ausfallen (vergl. Thl. I, §. 19).

3. Zu Thl. I, §. 53. **Widerstand in Capillarröhren.** E. Becquerel[1]) hat abweichend vom Ohm'schen Gesetz gefunden, dass der Leitungswiderstand von Flüssigkeiten, welche in Capillarröhren sich befinden, schneller sich vermindert, als der Querschnitt der Röhren zunimmt. Als Grnnd hierfür nimmt er eine Condensation der Flüssigkeit auf der Oberfläche der Röhren und eine Leitung des Stromes durch das Glas an. Die Erscheinung könnte aber sehr wohl durch die an den Elektroden elektrolytisch abgeschiedenen Substanzen bedingt sein, welche namentlich bei engen Röhren sich weniger mit der übrigen Flüssigkeit mischen und an den Elektroden verweilen.

4. Zu Thl. I, §. 68. **Beziehung zwischen statischer Ladung und Leitung.** Gangain[2]) hat die Versuche von Siemens, weiter fortgeführt, durch welche die Analogie der statischen Ladung ver-

[1]) E. Becquerel, Archives T. XII, p. 380. 1861*. — [2]) Gaugain, Ann. de Chim. et de Phys. T. LXIV, p. 174. 1862.*

schiedengestalteter Condensatoren mit der Leitung des Stromes durch ihre isolirende Schicht nachgewiesen wird, wie es scheint, ohne sie zu kennen.

Es wurde z. B. ein 0.5^m langer Drath mit Schellackfirniss und darauf mit einer Belegung von Stanniol bedeckt, oder in ein Zinnrohr ein concentrisches zweites engeres Zinnrohr oder ein Drath eingesteckt. Die eine Belegung dieser Condensatoren wurde mit der Erde, die andere mit einem, auf einen bestimmten Ausschlag der Goldblättchen geladenen Ladungselektroskop (vergl. Thl. II, §. 858) verbunden. Die Ladung stellt sich momentan her, wenn die isolirende Schicht Luft ist; in anderen Fällen erst nach längerer Zeit.

Zur Bestimmung der jedesmaligen Ladung der einen oder anderen Belegung wurde dieselbe durch einen Baumwollfaden mit dem Entladungselektroskop (vergl. l. c.) verbunden, und die Zahl der Entladungen desselben bestimmt, während die andere Belegung zur Erde abgeleitet war. Der Baumwollfaden muss so lang sein, dass die Entladungen des Entladungselektroskopes nicht zu schnell aufeinander folgen und auch nicht zu viel Elektricität durch den Faden an die Luft abgegeben wird. — Um die in dem Elektroskop nach der letzten Entladung zurückbleibende Ladung zu bestimmen, wird dasselbe einmal mit einem grossen Elektricitätsreservoir von bestimmter Ladung verbunden und die Zahl der Entladungen bestimmt, und sodann das Reservoir noch einmal geladen und von Neuem mit dem noch mit Elektricität erfüllten Entladungselektroskop verbunden. Die Differenz der Zahl der Entladungen in beiden Fällen entspricht der zurückgebliebenen Ladung. Es ergab sich:

Wird der innere Cylinder direct geladen, so ist die durch Influenz erzeugte Ladung des äusseren Cylinders gleich der influenzirenden Ladung des Inneren. Wird der äussere Cylinder geladen, so ist die Ladnng des inneren Cylinders gerade so gross, wie wenn er durch dieselbe Elektricitätsquelle direct geladen, der äussere aber zur Erde abgeleitet würde. Die Ladung des äusseren Cylinders setzt sich hierbei aus zwei Theilen zusammen, aus der Ladung, welche gleich ist der influenzirten Ladung des inneren Cylinders und aus einer Ladung, die er erhielte, wenn der innere Cylinder nicht vorhanden wäre (welche er z. B. erhält, wenn letzterer Cylinder isolirt ist). Dieser Satz gilt auch, wenn z. B. durch einen dritten äusseren Cylinder eine constante neue Bindung der Elektricität des äusseren Cylinders eintritt.

Bei Anwendung verschieden weiter Cylinder (von 20 und 40^{mm} oder 40 und 80^{mm} oder 10 und 40^{mm} oder 10 und 80^{mm} Durchmesser u. s. f.) zeigte sich die Ladung E entsprechend der schon von Siemens gegebenen Formel:

$$E = a \frac{2 \pi l k e}{\log \frac{R}{r}},$$

wo l die Länge, R und r die Radien der Belegungen des Condensators

sind, k die Leitungsfähigkeit des Isolators, e die Ladung der Elektricitätsquelle, a eine Constante ist.

Der Werth $\frac{\log \frac{R}{r}}{2\pi l k}$ würde dem Leitungswiderstand ϱ des Dielektricums zwischen den Metallbelegungen entsprechen.

Bei excentrischen cylindrischen Condensatoren (zwei Röhren von Weissblech von 1^m Länge und 10 und 80^{mm} Durchmesser, deren Axen respective die Abstände $\alpha = 0$ bis 30^{mm} hatten) entsprach die Ladung der Formel:

$$E = a\,\frac{e}{\varrho},$$

wo wiederum

$$\varrho = k \log \frac{R^2 + r^2 - \alpha^2 + \sqrt{(R+r+\alpha)(R+r-\alpha)(R-r+\alpha)(R-r-\alpha)}}{R^2 + r^2 - \alpha^2 - \sqrt{(R+r+\alpha)(R+r-\alpha)(R-r+\alpha)(R-r-\alpha)}}$$

nach Blavier dem Leitungswiderstand des Dielektricums zwischen den Metallbelegungen entspricht. Diese Formel für ϱ hat Gaugain auch experimentell auf doppeltem Wege geprüft, einmal, indem er den Zwischenraum zwischen zwei ineinander geschobenen Kupferröhren bei verschiedenem Abstand ihrer Axen von einander mit Lösung von Kupfervitriol füllte, und den Widerstand vermittelst des Differentialgalvanometers bestimmte, sodann, indem er den Zwischenraum zwischen zwei ähnlichen Cylindern von Zink mit Olivenöl füllte, den äusseren Cylinder mit der Erde und den inneren mit einem Ladungselektroskop verband und nun die Zeit bestimmte, bis der Ausschlag des letzteren sich um ein Bestimmtes verringert hatte.

Dieselben Beziehungen wurden auch an Condensatoren mit ebenen Flächen bestätigt. Dieselben bestanden aus zwei parallelen kreisförmigen Kupferplatten von 85^{mm} Durchmesser, welche einander parallel in Abständen von 4 bis 50^{mm} übereinander in der Mitte eines kupfernen Cylinders von 160^{mm} Durchmesser und 180^{mm} Höhe aufgestellt waren.

Da sich bei Verlängerung des Cylinders die Resultate sehr wenig ändern, so sind die Bedingungen der Versuche fast dieselben, als wenn die Platten rings von Kupfer umgeben wären. Die untere Platte B stand auf Schellackfüssen, und auf ihr ruhte, ebenfalls vermittelst kleiner Cylinder von Schellack, die obere Platte A, welche zu dem Cylinder stets die gleiche Lage bewahrte. Es wurde nun die untere Platte mit der Erde, die obere mit einer constanten Elektricitätsquelle verbunden, der Verbindungsdrath entfernt und zuerst die geladene Platte A durch einen anderen Drath mit dem Entladungselektroskop verbunden. Zugleich wurde auf die oben angeführte Weise die im letzteren nach der letzten Entladung zurückbleibende Ladung bestimmt. Man erhielt so die influenzirende Ladung der Platte A. Nachher wurde die Platte B geladen, während A mit der Erde verbunden war, nach Entfernung dieser Verbindung die Platte A abgeho-

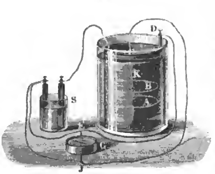
ben und mit dem Entladungselektroskop verbnnden. Man erhielt so die influenzirte Ladung. Dss Verhältniss α der beiden Ladungen wurde bei verschiedenen Abständen d der Platten bestimmt. Es betrug dasselbe zum Beispiel:

d.	7,5	10	13,5	20	25,7	30
α.	1,352	1,452	1,754	1,933	2,439	3,000.

Die influenzirte Ladung hängt hier von einem doppelten Umstande ab; einmal von der Influenz zwischen den Platten selbst, sodann von der Influenz zwischen der geladenen Platte A und dem umgebenden Kupfercylinder, durch welche die Vertheilung der Elektricität auf A wesentlich geändert wird.

Sollen auch hier die oben ausgesprochenen Beziehungen zwischen Influenz und Leitung bestehen, so muss, wenn der ganze innere Raum des Cylinders mit einer leitenden Lösung gefüllt wird, und die eine Platte, welche vorher geladen wurde, einerseits, die andere Platte und der Kupfercylinder andererseits als Elektrode dient, das Verhältniss des gesammten Stromes zu den zwischen den Platten fliessenden Stromesantheilen bei verschiedenen Entfernungen derselben den oben erwähnten Werthen α entsprechen. Gaugain senkte zur Untersuchung dieses Punktes den Apparat in ein mit Kupfervitriollösung gefülltes Glasgefäss, und verband die eine Platte einerseits und den Cylinder und die andere Platte andererseits mit Leitungsdräthen (Fig. 371) und bestimmte den Widerstand r bei verschiedenem Abstand d der Platten vermittelst des Differentialgalvanometers. Sodann wurde der partielle Widerstand zwischen den Platten allein vermittelst der Wheatstone'schen Drathcombination bestimmt, indem der eine Pol der Säule mit der einen Platte B, der andere Pol durch zwei Dräthe SED und SJK mit der Platte A und dem umgebenden Cylinder communicirte, und nun zwischen zweien Punkten K und J dieser Dräthe eine Verbindung durch ein Galvanometer hergestellt wurde. Da der Widerstand der Dräthe ED und JK gegen den der Flüssigkeiten zu vernachlässigen ist, so verhält sich, wenn die Nadel des Galvanometers auf Null steht, der Widerstand zwischen dem Cylinder und B zu dem Widerstand zwischen A und B wie SJ zu SE. Auf diese Weise fand sich bei verschiedenen Abständen d der Platten das Verhältniss β der (den Widerständen umgekehrt proportionalen) Intensitäten des Gesammtstromes und des zwischen den Platten fliessenden Theiles desselben:

Fig. 371.



d.	7,5	10,5	13,5	20	25,7	32,0
β.	1,333	1,500	1,666	2,000	2,500	3,000.

Mit Berücksichtigung, dass auch in der Kupferlösung eine Polarisation der Elektroden und ein Uebergangswiderstand daselbst auftreten kann (vergl. Thl. 1, §. 337, 362), entsprechen die Werthe α und β einander recht gut.

Endlich zeigte sich auch an sechs sphärischen concentrischen Condensatoren, deren Belegungen zwischen 61,5 und 161mm Durchmesser hatte, dass die Ladung dem Verhältniss $const\ \frac{Rr}{R-r}$ entspricht, welches Verhältniss zugleich dem umgekehrten Werth des Leitungswiderstandes der zwischen die Kugeln gebrachten Leiter proportional ist.

Es bestätigen sich auf diese Weise vollständig die Versuche von Siemens; und man könnte nach denselben mit Faraday [1]) die Annahme machen, dass sich auch durch Nichtleiter hindurch die Influenz durch Fortpflanzung von Theilchen zu Theilchen herstellte, wie die Leitung des elektrischen Stromes. Es würde auf diese Weise, ähnlich, wie die magnetische, so auch die elektrische Fernewirkung auf eine Mittheilung von Theilchen zu Theilchen zurückzuführen sein. Indess bedarf es zur Lösung dieser Frage, welche mehr in das Gebiet der Reibungselektricität gehört, noch weiterer Betrachtungen [2]).

5. Zu Thl. 1, §. 79. Stromverzweigung in Körpern. Bezeichnet man die Potentialfunction der freien Elektricität auf irgend einen Punkt im Inneren eines Leiters mit V, so ergeben sich für die Elektricitätsbewegung in demselben nach Kirchhoff (Thl. I, §. 67) folgende Bedingungsgleichungen:

1) Im Inneren des Körpers:

$$\frac{d^2 V}{dx^2} + \frac{d^2 V}{dy^2} + \frac{d^2 V}{dz^2} = 0 \quad \ldots \ldots \ldots \quad (1)$$

2) Berühren sich in ihm zwei Theile, deren Leitungsfähigkeiten k und k_1, in denen die Potentialfunctionen V und V_1 sind, so ist, wenn N und N_1 die auf der Berührungsstelle errichteten Normalen bezeichnen:

$$k\frac{dV}{dN} + k_1\frac{dV_1}{dN_1} = 0 \quad \ldots \ldots \ldots \quad (2)$$

und an der Oberfläche des Leiters:

$$\frac{dV}{dN} = 0 \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (3)$$

Findet an der Contactstelle eine Spannungsdifferenz U statt, so muss an derselben:

$$V_1 - V = U \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (4)$$

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. XII, §. 1320 und flgde.* — [2]) Vergl. auch Faraday und Riess, Pogg. Ann. Bd. XCVII, R. 415. 1856.*

sein. Diesen Bedingungen kann nur eine Function genügen, wie dies Kirchhoff[1]) ausführlich gezeigt hat.

Aus diesen Formeln entwickelt Helmholtz[2]) folgende Sätze:

I. Princip der Superposition der elektrischen Ströme. Wenn in einem Leitersysteme an verschiedenen Stellen elektromotorische Kräfte vorkommen, so ist die Spannung an jedem Punkt desselben gleich der Summe der durch die einzelnen elektromotorischen Kräfte für sich daselbst erzeugten Spannungen. Dasselbe gilt von den nach den drei Axen genommenen Componenten der Spannungen.

Dieser Satz ist schon von Smaasen und auch von du Bois-Reymond[3]) ausgesprochen und von Helmholtz bewiesen worden. Theilt man nämlich die elektromotorischen Kräfte in zwei Gruppen, A und B, von denen jede für sich die Potentialfunctionen V_a, V_b erzeugt, so geben die Formeln (1) bis (4) bei Einführung von V_a und V_b die Spannungen durch jede dieser Gruppen. Addirt man dann die entsprechenden Formeln (1a) und (1b) u. s. f., so entsprechen die erhaltenen Werthe den ursprünglichen Formeln, in die man direct die Werthe $V_a + V_b$ eingeführt hat. Da nun jede Gruppe A und B wiederum in gleicher Weise getheilt werden kann, so ist hiernach obiger Satz bewiesen.

II. Princip der elektromotorischen Oberfläche. 1) Wirken in einem Leiter A innere elektromotorische Kräfte E, so lassen sich auf seiner Oberfläche elektromotorische Kräfte annehmen, die in jedem angelegten Leiter B dieselben abgeleiteten Ströme hervorbringen, wie jene inneren Kräfte.

Die Potentialfunction an den verschiedenen Stellen der Oberfläche von A allein sei V_a. Nehmen wir dann auf derselben von aussen nach innen wirkende elektromotorische Kräfte $-E_l$ an, welche $\frac{d V_a}{d N}$ gleich sind, (die Oberfläche ist „negativ wirksam"), und legen wir an A einen indifferenten Körper B, so ist an der Berührungsstelle die Potentialfunction $U = V_a$; es ist also in B nach Gleichung (4) die Potentialfunction $V_b = 0$ und ebenso $\frac{d V_b}{d N} = 0$. In B findet also weder eine Spannung noch ein Strom statt, und die Potentialfunctionen in A bleiben unverändert, wie vor der Ableitung. Die auf der Oberfläche angenommenen elektromotorischen Kräfte $- E_l$ compensiren also die Kräfte E völlig. Nehmen wir die Kräfte E_l in entgegengesetzter Richtung als $+ E_l$ auf der Oberfläche wirksam an, so ersetzen sie direct die Kräfte E.

2) Die Potentialfunctionen und Stromcomponenten in dem Inneren des Leiters A während der Ableitung durch Leiter B sind gleich der Summe der durch die inneren elektromotorischen Kräfte E und die auf der (positiv

[1]) Kirchhoff, Pogg. Ann. Bd. LXXV, S. 189. 1848.* — [2]) Helmholtz, Pogg. Ann Bd. LXXXIX, S. 211 u. 353. 1853.* — [3]) Du Bois-Reymond, Untersuchungen Bd. I, p. 647.*

wirksamen) Oberfläche gedachten Kräfte E_I hervorgebrachten Werthe derselben.

Ist die Potentialfunction an einer Stelle a von A durch die inneren Kräfte vor der Ableitung V_0, nach derselben V_I, so wird, wenn die Oberfläche im letzteren Falle nach (2) negativ wirksam gemacht wird, und die Potentialfunction derselben auf a gleich V_{II} ist, wiederum die ganze Potentialfunction in a gleich V_0. Es ist also

$$V_0 = V_I - V_{II} \text{ oder } V_I = V_0 + V_{II} \text{ w. z. b. w.}$$

3) Es lässt sich nach dem Vorherigen beweisen, dass verschiedene Vertheilungsweisen elektromotorischer Kräfte auf der Oberfläche von A nur dann in einem angelegten Leiter B dieselben abgeleiteten Ströme geben, wie die inneren Kräfte, wenn sie sich durch nur eine Constante unterscheiden. Dagegen kann dieselbe wirksame Oberfläche verschiedenen Vertheilungen elektromotorischer Kräfte im Inneren des Leiters entsprechen, wenn hierbei letztere auf den entsprechenden Stellen der Oberfläche gleiche Potentialfunctionen hervorbringen.

4) Hieraus folgt unmittelbar, dass man an Stelle eines körperlichen Leiters A, in dem bestimmte elektromotorische Kräfte thätig sind, und der an zwei Stellen durch beliebige lineare Leiter B abgeleitet ist, stets einen linearen Leiter C von bestimmter elektromotorischer Kraft und bestimmtem Widerstand setzen kann, welcher in jenen Leitern B dieselben Ströme erzeugt, wie der körperliche Leiter. Es ist hierzu nur nöthig, dass die an Stelle des elektromotorischen Körpers an den Contactstellen mit Leiter B nach (2) gesetzten elektromotorischen Kräfte den an denselben Stellen im Leiter C wirkenden Kräften gleich sind. Dieser Satz ist gleichfalls schon von Kirchhoff (l. c.) für den speciellen Fall bewiesen, dass die Fläche, an denen elektromotorische Kräfte auftreten, den Leiter A in zwei völlig getrennte Stücke zerlegt.

III. Tritt an der Berührungsfläche F zweier heterogener Körper eine elektromotorische Kraft auf, so ist diese nach Kirchhoff gleich der Differenz der Potentialfunctionen $V_1 - V_2$ zu beiden Seiten derselben. Beim Durchgang durch diese Fläche ändert sich also die Potentialfunction. Haben die Körper gleiches Leitungsvermögen $\varkappa$, so sind dagegen nach der Gleichung (2) von Kirchhoff die Differentialquotienten derselben nach beiden Seiten gleich; haben sie verschiedenes Leitungsvermögen, so sind letztere verschieden. Im ersten Fall kann man die elektromotorische Kraft an jener Berührungsfläche durch eine Doppelschicht positiver und negativer Elektricität von der Dichtigkeit $\varkappa$ ersetzt denken, welche im Abstand $+\varepsilon$ und $-\varepsilon$ von der Fläche F ihr parallel gelagert sind. Ist die Potentialfunction in der Fläche selbst u, so wird sie in der ersten Schicht $u + \varepsilon\,\delta u$, also in den nach entgegengesetzten Seiten gerichteten kleinen Abständen $\varDelta n_1$ und $\varDelta n_2$ von derselben (oder $\varDelta n_1 - \varepsilon$ und $\varDelta n_1 + \varepsilon$) von der Fläche F:

$$V_1 = u + \varepsilon \delta u + \frac{du}{dn_1}(\varDelta n_1 - \varepsilon) + \ldots$$

$$V_2 = u + \varepsilon \delta u + \frac{du}{dn_2}(\varDelta n_2 + \varepsilon) + \ldots$$

Analoge Werthe ergeben sich für die um $-\varepsilon$ von der Fläche F entfernte negativ elektrische Schicht. Bei der Addition der für dieselben Punkte gefundenen Werthe für beide Schichten ist dann:

$$V_1 = 2\varepsilon\delta u - 2\varepsilon\frac{du}{dn_1}, \qquad V_2 = 2\varepsilon\delta u + 2\varepsilon\frac{du}{dn_2},$$

$$V_1 - V_2 = -2\varepsilon\left(\frac{du}{dn_1} + \frac{du}{dn_2}\right).$$

Da nun beim Durchgang durch eine mit Elektricität von der Dichtigkeit $\varkappa$ belegte Fläche nach Gauss

$$\frac{du}{dn_1} + \frac{du}{dn_2} = -4\pi\varkappa \text{ ist, so folgt}$$

$$V_1 - V_2 = 8\pi\varkappa\varepsilon = 4\pi m, \quad \ldots \ldots \quad (1)$$

wo wir $m = 2\varkappa\varepsilon$ das elektrische Moment der elektromotorischen Fläche nennen können. — Ist auch das Leitungsvermögen der Körper verschieden, so müssen die Schichten eine verschiedene Dichtigkeit haben. — Ist keine elektromotorische Kraft vorhanden, sondern nur das Leitungsvermögen verschieden, so muss $V_1 = V_2$, aber $\frac{dV_1}{dn_1}$ von $\frac{dV_2}{dn_2}$ verschieden sein. Dies wird erreicht, wenn man nur eine elektrische Schicht an der Grenzfläche annimmt von der Dichtigkeit $\varkappa_1$, wo dann

$$\frac{dV_1}{dn_1} + \frac{dV_2}{dn_2} = -4\pi\varkappa_l \text{ ist} \quad \ldots \ldots \quad (2)$$

Auf diese Weise können wir die Betrachtung der Strombildung in Körpern auf die Annahme von einfachen elektrischen Schichten auf ihrer Oberfläche und an der Berührungsstelle nicht aufeinander elektromotorisch wirkender, verschieden gut leitender Theile derselben und von Doppelschichten an den Contactstellen elektromotorisch wirkender Theile derselben zurückführen und so die betreffenden Aufgaben mit Hülfe der bekannten Sätze der Potentialtheorie lösen. Jene Doppelschichten sind durch obige Gleichnng (1) gegeben, nnd nach ihrer Aufstellung muss man die einfachen Schichten so bestimmen, dass die Potentialfunctionen der ersten und zweiten zusammeugenommen die Gleichungen von Kirchhoff erfüllen.

Wirken nun elektromotorische Kräfte in einem homogenen Körper A, so können wir sie durch eine Vertheilung elektrischer Massen M ersetzt, und den Körper mit dem mit gleichem Stoff erfüllten unendlichen Raum B nmgeben denken. In demselben ist dann die Potentialfunction nur von den Massen M abhängig, also bekannt. Wir können sie durch eine elektromotorische Oberfläche, resp. eine elektrische Doppelschicht auf A er-

setzen, die in B dieselbe Potentialfunction hervorruft. Die Ströme in A allein sind dann gleich der Differenz derjenigen Ströme, welche durch die inneren Kräfte in A und durch die elektromotorische Oberfläche in dem Systeme $A + B$ hervorgerufen werden (nach II, 2). Man kann so oft leichter die Strömungscurven und Curven gleicher Spannung bestimmen. Eine derartige Berechnung hat Helmholtz für eine Kugel ausgeführt.

Zu den erwähnten Sätzen fügt Helmholtz noch den folgenden, dessen Beweis wir indess hier nicht geben können:

III. Ertheilt man in einem Leitersystem, in welchem keine elektromotorischen Kräfte thätig sind, zwei beliebigen Flächenelementen a und b nach einander die gleiche elektromotorische Kraft, so fliesst im ersten Fall durch b die gleiche Elektricitätsmenge, wie im zweiten durch a.

Ist also z. B. ein Körper mit einem Galvanometerdrath verbunden, und können wir die Stromvertheilung in jenem berechnen, wenn in dem Drath eine elektromotorische Kraft thätig wäre, so können wir nach diesem Satz umgekehrt die Stromintensität im Galvanometerdrath berechnen, wenn in dem Körper beliebige elektromotorische Kräfte thätig sind.

Einige dieser Resultate hat Helmholtz experimentell geprüft. Auf einen $3^1/_4$ Zoll langen, 2 Zoll dicken Cylinder von Bunsen'scher Kohle, der horizontal auf einem Brett befestigt war, wurden in gerader Linie und gleichen Abständen vier Pappringe $abcd$ geklebt und ihr innerer Raum mit Quecksilber gefüllt. Zuerst wurde der Satz II. 4) geprüft, indem das Quecksilber in a und d mit den Polen eines Daniell'schen Elementes von grosser Oberfläche verbunden und zwischen b und c Nebenleitungen eingefügt wurden, bestehend aus einem Drath m, an dem der sehr lange und dünne Drath eines Spiegelgalvanometers als Nebenleitung angebracht war; oder aus m und einem von drei Dräthen p, q, r oder m und zweien derselben hinter- oder nebeneinander. Die Stromintensität änderte sich im Galvanometer genau in demselben Verhältniss, wie wenn die Kohle ein linearer Leiter von bestimmtem Widerstand gewesen wäre.

Nach dem Princip der elektromotorischen Oberfläche sollen bei Verbindung der Näpfe a und d mit der Säule und Verbindung je zweier Näpfe mit dem Galvanometer die in dieser Ableitung auftretenden Kräfte dieselben sein, wie sie durch eine constante Vertheilung elektromotorischer Kräfte auf der Oberfläche der Kohle bedingt sind. Werden nun die einzelnen Näpfe durch Dräthe verbunden wie oben, so müssen die in letzteren wirksamen elektromotorischen Kräfte sein:

$$\varepsilon_{cd} = \varepsilon_c - \varepsilon_d, \quad \varepsilon_{bd} = \varepsilon_b - \varepsilon_d, \quad \varepsilon_{bc} = \varepsilon_b - \varepsilon_c,$$

also auch

$$\varepsilon_{bc} + \varepsilon_{cd} = \varepsilon_{bd};$$

wo ε_c, ε_b, ε_d die elektromotorischen Kräfte an den Näpfen cbd bezeichnen, wenn man die Kraft bei a gleich Null setzt. Diese letztere Gleichung wird vollständig durch die Versuche bestätigt.

Endlich wurde der Satz III. geprüft, indem zwei Quecksilbernäpfe des Kohlencylinders mit dem langen und dünnen Drath des Galvanome-

ters, zwei andere mit einer Daniell'schen Säule von vier hinter einander geschlossenen Elementen verbunden, und zugleich in den Schliessungskreis eine Drathspirale von grossem Widerstand eingeschaltet wurde, so dass gegen die Widerstände W und w der Zweigleitungen der der Kohle verschwindet. Wurden nun die Verbindungspunkte der Batterie und des Galvanometers mit der Kohle verwechselt, so blieb die Stromintensität im Galvanometer ungeändert. Dieses würde eigentlich nur stattfinden, wenn bei Vertauschung von Säule und Galvanometer die Widerstände der sie enthaltenden Zweige ungeändert blieben. Bei dem geringen Widerstande des körperlichen Leiters im Verhältniss zu dem der Zweige ist indess das Gesetz noch sehr annähernd gültig, wie auch die Versuche zeigen. Es ändert sich dann stets bei verschiedenen Verbindungsweisen der Strom bei der Vertauschung der Ströme in demselben Verhältniss [1]).

6. Zu Thl. I, §. 79 und 268. **Stromverzweigung und Nobili'sche Ringe.** Wild [2]) hat mehrere Fälle von Stromverzweigung nach den Kirchhoff'schen Formeln berechnet:

1) Wenn zwei gleich breite, rechteckige Platten mit ihrer einen längeren Grundlinie aneinander liegen, und die linearen Elektroden in der Mitte der freien Grundlinien angebracht sind, oder auf derselben Grundlinie derselben Scheibe liegen, und die Elektroden klein sind. Die Resultate stimmen im ersten Fall mit den von Riemann gefundenen (§. 267) überein, wenn die Platten nicht nur gleich breit, sondern auch gleich hoch sind.

Besteht die eine Platte aus Metall, die andere aus einer elektrolysirbaren Flüssigkeit, z. B. Bleioxydlösung, so erhält man im ersten Fall, wenn die Metallplatte mit der positiven Elektrode verbunden ist, Nobili'sche Farben durch Absatz von Bleisuperoxyd auf der Metallplatte. Im zweiten erhält man, wenn die Metallplatte nicht zu gut leitet, zu beiden Seiten der Mittellinie zwischen den Elektroden Absätze von Superoxyd und von Metall, welches letztere am Ende so dünn ist, dass es auch noch die Newton'schen Farben zeigt.

2) Wenn zwei gleich grosse Kreisscheiben von verschiedenem Stoff aufeinander liegen und die Elektroden in den Mittelpunkten der freien Grundflächen liegen, oder concentrische Cylinder bilden, die sich in Kreisen an dieselben anlegen.

3) Wenn zwei concentrische Kugelschalen von verschiedenem Stoff sich berühren, und der Strom durch einen Punkt der äusseren Oberfläche eintritt und durch einen Punkt der inneren Oberfläche austritt.

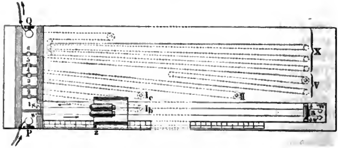
Die Resultate der Berechnung des ersten Falles vergleicht Wild mit den von Beetz vorgenommenen Messungen der Nobili'schen Ringe, wo-

[1]) Vergl. auch Felici, Verbreitung der Elektricität in einer Kugel. Tortoloni, Ann. Jun. 1854. p. 270. Fortschritte der Physik 1854. S. 548.* — [2]) Wild, Schweizerische Denkschriften 1859.*

bei er auf die elliptische Polarisation bei der Metallreflexion Rücksicht nimmt. Hiernach weichen die Beobachtungsresultate von der Rechnung etwas weiter ab, als ohne Berücksichtigung derselben, indess doch nicht so stark, dass dadurch die Theorie widerlegt werden könnte. — In Betreff der Details der Rechnung müssen wir auf die Originalabhandlung verweisen.

7. Zu Thl. I, §. 82. Rheochord. Nach den Angaben von E. du Bois-Reymond[1]) wird der Thl. I, §. 82 beschriebene Rheochord für physiologische Zwecke jetzt allgemein so construirt, dass (Fig. 372) die nebeneinander aufgespannten Platindräthe von 0,3^{mm} Durchmesser und

Fig. 372.



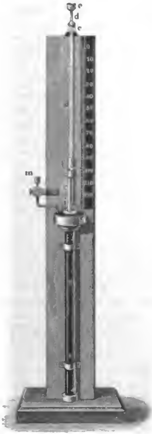
einer Länge von etwas mehr als 1^{m} vorn über Platinstege, hinten über einen Elfenbeinsteg laufen und hinter demselben durch Wirbel gespannt erhalten werden. Die Platinstege sind an den Messingklötzen 0 und 1 befestigt, von denen 0 die Klemmschraube p trägt. Unter denselben verschiebt sich ein Messingschlitten, auf dem zwei vorn abgerundete und hohl ausgebohrte Cylinder von polirtem Stahl ruhen. Dieselben sind an ihrer Abrundungsstelle von kleinen Löchern durchbohrt, durch welche die Platindräthe genau hindurch gehen. Sie werden mit Quecksilber gefüllt und hinten durch Korke verschlossen, durch welche die Dräthe hindurch geleitet sind. Beim Verschieben des Schlittens werden vermittelst der Korke die Oberflächen der Dräthe stets rein gerieben. — Ueber den Dräthen befindet sich eine dieselben schützende Holzleiste, unter denselben eine Theilung, die die Verschiebung des Schlittens abzulesen gestattet. Neben dem, den einen Drath haltenden Metallklotz 1 befindet sich eine Reihe anderer Klötze 2 bis 6, welche durch Metallstöpsel verbunden werden können. Klotz 6 trägt eine zweite Klemmschraube Q. Zwischen den Klötzen 1 und 2 ist auf dem, den Rheostat tragenden Brett (von 1178^{mm} Länge und 175^{mm} Breite) ein Drath I_b, zwischen 2 und 3 ein Drath I_c ausgespannt, deren Widerstände dem der Rheostatendräthe

1) E. du Bois-Reymond, Abhandl. der Berl. Akad. 1862. S. 123*

gleich sind, wenn der Schlitten auf dem Theilstrich 1000 steht; zwischen 3 und 4 ist ein Drath von dem doppelten, zwischen 4 und 5 ein Drath V vom 5fachen, zwischen 5 und 6 ein Drath X vom 10fachen dieses Widerstandes ausgespannt. Bei Verbindung von P und Q mit den Polen einer Säule kann man auf diese Weise bei gehöriger Einsetzung der Stöpsel jeden beliebigen Widerstand bis zum 20fachen des Widerstandes der Rheostatendräthe einschalten. Der Widerstand der durch Stöpsel verbnndeneu Metallklötze ist hierbei gegen den der Dräthe vollständig zu vernachlässigen.

8. Zu Thl. I, §. 83. **Quecksilberagometer.** Während bei dem Quecksilbervoltagometer von Jacobi das Quecksilber, ähnlich wie hei dem Rheostat von Neumann, nur zur Vermittelung der Verbindnng des den Widerstand messenden Platindrathes mit der übrigen Leitung dient, hat Müller [1]) in Wesel, früher in Halle [2]), einen einfachen Rheostat construirt, durch welchen die Widerstände direct mit denen von Quecksilbersäulen verglichen werden. In eine genau calibrische, oben durch eine aufgekittete Fassung erweiterte, mit Quecksilber gefüllte Glasröhre a (von 11,5″ Länge und 0,37″ Durchmesser) senkt sich ein durch eine Hülse c gehender, unterhalb in einen Platinstab endigender Messingdrath d von 0,2″ Dicke und 13″ Länge, der bis anf die untere Fläche des Platins mit einer dünnen, möglichst calibrischen Glasröhre g eng umgeben ist. In die Erweiterung des Glasrohres bei b (Fig. 373) taucht ein Platindrath, welcher ebenso, wie das obere Ende des Drathes d mit einem Qnecksilbernapfe oder einer Klemmschraube m und e versehen ist. Eine Theilung gestattet, die Hebung und Senkung des Drathes zu bestimmen. Der dem Strom gebotene veränderliche Widerstand ist hier der des zwischen den heiden Glasröhren befindlichen Quecksilbers und ist der Länge desselben proportional, wenn beide Röhren genau calibrisch sind; sonst muss das Instrument empirisch graduirt werden.

Fig. 373.

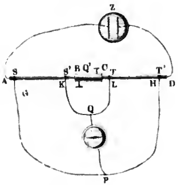


[1]) Müller, Programm des Gymnasiums zu Wesel. 1857.* — [2]) Vergl. Thl. I, S. 186. 188. 190.

9. Zu Thl. I, §. 90. Widerstandsmessungen. Bei Messung von sehr geringen Widerständen vermittelst der Wheatstone'schen Drathcombination geben oft die Unregelmässigkeiten der Verbindungen zu Ungenauigkeiten Veranlassung. W. Thomson[1]) schlägt deshalb zu diesen Messungen eine Abänderung jener Drathcombination vor, welche im Wesentlichen in Folgendem besteht:

Auf dem Normaldrath CD (Fig. 374) sei TT' die Länge, welche als Normalmaass des Widerstandes dient. Auf dem zu untersuchenden Drath AB soll eine Länge SS' bestimmt werden, deren Widerstand dem von TT' gleich ist, oder zu ihm in einem bestimmten Verhältniss steht. Man verbindet die Enden B und C fest miteinander, z. B. durch eine Klemmschraube, und die Enden A und D mit den Polen der Säule Z. Die Punkte S und T' so wie S' und T werden durch die Dräthe GPH und KQL miteinander verbunden, deren Enden auf S, S', T, T' aufgepresst werden. Die Punkte P und Q derselben sind mit einem Galvanometer verbunden. — Wir wollen die Widerstände der einzelnen Zweige der Leitung mit den ihnen entsprechenden Buchstaben bezeichnen. Ist dann der Punkt S so lange verschoben, dass das Galvanometer keinen Ausschlag anzeigt, und ist das Verhältniss der Widerstände

Fig. 374.



$$SGP : PHT' = S'KQ : QLT,$$

so verhält sich auch

$$SGP : PHT' = SS' : TT'.$$

Sind nun die Widerstände der Leiter GPH und KQL in ihren einzelnen Theilen so gross, dass die Widerstände der Verbindungsstellen SG, $S'K$, TL, $T'H$ dagegen zu vernachlässigen sind, so verhält sich auch $SS' : TT' = GP : PH = KQ : QL$. — Es ist nämlich der Widerstand R der beiden Parallelzweige der Schliessung $S'BCT$ und $S'QT$ zusammen

$$R = \frac{S'BCT \,.\, S'QT}{S'BCT + S'QT},$$

und der Widerstand der verzweigten Leitung: $SS' \begin{Bmatrix} BC \\ KQL \end{Bmatrix} TT'$ gleich

$$\varrho = SS' + R + TT'.$$

Denken wir uns $S'T$ und KL in zwei ähnlich liegenden Punkten $Q_{\prime}$

1) W. Thomson, Phil. Mag. [4] Vol. XXIV, p. 149. 1862.*

und Q getheilt, so ist der Widerstand der Abtheilung $SS' \begin{Bmatrix} Q' \\ Q \end{Bmatrix}$ der verzweigten Leitung gleich:

$$SS' + \frac{S'Q}{S'QT} \cdot R.$$

Ist daher die Potentialfunktion der freien Elektricitäten im Punkt S gleich Null, in $T' = E$, so ist dieselbe in den Punkten Q und Q':

$$q = \frac{E}{SS' + R + TT'} \left(SS' + \frac{S'Q}{S'QT} R \right).$$

In gleicher Weise ist dieselbe in dem Punkt P des Zweiges SPT':

$$p = E \frac{SP}{SPT'}.$$

Zeigt nun das mit Q und P verbundene Galvanometer keinen Ausschlag, so muss $p = q$ sein, also

$$(SS' + R + TT') \frac{SP}{SPT'} = SS' + \frac{S'Q}{S'QT} R,$$

woraus folgt, wenn man in dem mit SS' multiplicirten Gliede links $SP = SPT' - PT'$ setzt,

$$TT' = \frac{PT'}{SP} SS' + R \left(\frac{SPT'}{S'QT} \cdot \frac{S'Q}{SP} - 1 \right).$$

Ist der zweite Werth rechts gleich Null, so ist:

$$\frac{TT'}{SS'} = \frac{PT'}{SP}.$$

Letzteres kann erreicht werden, einmal wenn $R = 0$ ist; also die Punkte S' und T direct zusammenfallen. Dann entspricht die Verbindung unmittelbar der Wheatstone'schen Drathcombination. Sind indess die Leiter SS' und TT' kurz und dick, so lässt sich die Verbindung ihrer Enden nicht leicht so herstellen, dass R gegen SS' verschwindet. In diesem Fall erreicht man obige Bedingung, wenn man

$$\frac{SPT'}{S'QT} = \frac{SP}{S'Q}$$

macht. Dies wird bei der Thomson'schen Drathcombination erfüllt. — Zur Herstellung der Leiter GPH und KQL verwendet Thomson dünne, wohl isolirte Dräthe, welche in zwei parallelen Hälften übereinander gelegt und zu Spiralen aufgewunden werden. Nachdem man sich überzeugt hat, dass die Hälften gleichen Widerstand haben, werden an die Mitten und Enden der Dräthe dickere Dräthe angelöthet, welche ihre Verbindung mit dem Galvanometer und den Punkten S, T' und S', T vermitteln.

Als Galvanometer wendet Thomson einen sehr kleinen, in einer Drathspirale [50 Yards ($45{,}7^{m}$) Kupferdrath, von dem der Fuss ($30{,}5^{ctm}$) 5 Gran (0,32 Grammen) wiegt] hängenden Glasspiegel von $^3/_8$ Zoll (etwa 1^{ctm}) Durchmesser (ein dünnes versilbertes Deckglas) an, auf dem hinten

ein dünner, flacher und magnetisirter Stahldrath horizontal festgeklebt ist. Der Spiegel hängt an einem einfachen Coconfaden von nur $^1/_8$ Zoll (!) Länge und reflectirt das Licht einer Lampe auf eine 25 Zoll (630^{ctm}) entfernte Scala. Er macht in 0,7 Secunden eine Schwingung. Sein Spiegelbild weicht schon durch die Wirkung von $^1/_{40000}$ der an den Enden der Drathspirale wirkenden elektromotorischen Kraft eines Daniell'schen Elementes um einen halben Theilstrich ab; so dass die Gleichheit der Widerstände SS' und TT' schon bei sehr schwachen Strömen geprüft werden kann, und die Erwärmung der Dräthe durch die Ströme von äusserst kleinem Einfluss ist. Um dieselbe noch mehr zu vermeiden, wird der Strom durch einen im Zweige AZD angebrachten Schlüssel nur momentan geschlossen, und beobachtet, ob das Galvanometer einen Ausschlag zeigt. Nur wenn eine bedeutende Induction (z. B. durch Spiralen, welche Eisenkerne enthalten) in den Schliessungen stattfinden kann, ist eine etwas längere Schliessung (höchstens 1 Secunde) erforderlich, um den Ablauf der Inductionsströme abzuwarten. Ein anderer Schlüssel wird noch in dem das Galvanometer enthaltenden Zweige angebracht und geöffnet, um zu sehen, ob nicht beim Schliessen des Stromes eine Ablenkung des Galvanometerspiegels durch die übrigen Theile der Leitung erfolgen könne. — Beide Schlüssel sind so verbunden, dass durch ein und denselben Druck der zweite unmittelbar nach dem ersten seine Schliessung vermitteln kann. Auf diese Weise bestimmt Thomson den Widerstand von Kupferdräthen von 3 Zoll Länge auf $^1/_{1000}$ genau. — Als Normaldräthe verwendet er eine Reihe von genau normirten Etalons, welche theils neben-, theils hintereinander verbunden werden, und so zur Herstellung der verschiedensten Widerstände dienen können.

10. Die Mängel der gewöhnlichen Methoden zur Bestimmung des Widerstandes werden auch vermieden, wenn man nach Einschaltung des Normaldrathes und des zu prüfenden Drathes in einen Schliessungskreis die Veränderung der Intensität in demselben beobachtet, und daraus das Verhältniss der Widerstände berechnet. — Diese Methode hat z. B. W. Weber bei der Vergleichung der Widerstandsetalons verwendet (Thl. II, §. 785). Recht einfach und zweckmässig, weil man statt der Ausschläge constante Ablenkungen beobachtet, erscheint die Ausführung derselben in folgender, von Bosscha[1]) angegebener Form:

Man schliesst die Säule S (Fig. 375) durch einen Drath dbc, in den man eine Tangentenboussole T und einen Rheostat F einfügt. In b und c wird eine Zweigleitung bec angebracht, in die das Galvanometer G eingeschlossen ist. Es sei die Intensität des Stromes in dbc gleich I, in dem Zweig bec gleich i_b; der Widerstand des Theils bc der Hauptleitung sei a, der des Zweiges bec gleich b, so ist:

[1]) Schröder van der Kolk, Dissertation. Utrecht;* Pogg. Ann. Bd. CX, S. 452. 1860.*

$$i_b = \frac{a}{a+b} I \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Fügt man jetzt in den Zweig *bec* Dräthe vom Widerstand r_I oder r_{II} ein und vermindert durch Einstellung des Rheostaten *F* den Widerstand der Hauptleitung so lange, bis die Intensität des Stromes in der Nebenleitung jedesmal wieder i_b ist, so sei nun die jedesmalige Intensität des Stromes in der Hauptleitung I_I oder I_{II}. Dann ist:

$$i_b = \frac{a}{a+b+r_I} I_I = \frac{a}{a+b+r_{II}} I_{II} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

woraus sich mit Berücksichtigung der Gleichung (1) ergiebt:

$$r_{II} = r_I \left(\frac{I_{II} - I}{I_I - I}\right).$$

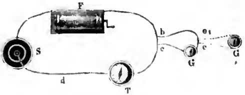
Man kann also auf diese Weise die Widerstände r_I und r_{II} mit einander vergleichen.

Schaltet man die Dräthe noch hintereinander oder nebeneinander zusammen in die Zweigleitung ein und beobachtet unter gleichen Verhältnissen in der Hauptleitung die Intensitäten I_{III} und I_{IV}, so ergiebt sich auch:

$$r_{II} = r_I \frac{I_{III} - I_I}{I_{III} - I_{II}} = r_I \sqrt{\frac{I_{II} - I_{IV}}{I_I - I_{IV}}}.$$

Die Versuche werden um so genauer ausfallen, je kleiner der Widerstand *b* der Zweigleitung gegen den Widerstand r_I und r_{II} ist. Statt daher in erstere direct ein Galvanometer mit längerem Drath einzufügen, verbindet man die Elektroden desselben nach Schröder van der Kolk mit zwei

Fig. 375.



sehr nahe aneinander liegenden Punkten *e* und e_1 der Zweigleitung (Fig. 375). Man kann dann den Widerstand des Stückes ee_1 gegen den des Galvanometers vernachlässigen und die Formel bleibt ungeändert, wenn man jedesmal den Ausschlag des Galvanometers durch den Rheostat *F* auf denselben Werth zurückführt. Man kann mit dieser Methode leicht eine Genauigkeit von $^1/_{1000}$ erreichen, welche weit ausserhalb der Grenzen der sonstigen störenden Einflüsse liegt.

Unter Anwendung der Spiegelablesung bei der Tangentenboussole und dem Galvanometer, mit Correctionen wegen der Brechung des Lichtes in dem Glase der Spiegel und der Abweichung der Intensitäten vom Tangentenge-

setz u. s. f. hat auf diese Weise Schröder die Widerstände verschiedener in Messing ausgeführten Copieen des Jacobi'schen Etalons verglichen. Es zeigten sich dabei manche Abweichungen von den Originalangaben; namentlich hatten durch den längeren Gebrauch die Widerstände der Copieen zugenommen; sie schienen aber mit der Zeit wieder ein wenig abzunehmen. Da die Temperaturänderungen gering waren, so möchten diese Aenderungen, welche bis $^1/_{100}$ der Widerstände betragen können, wohl auf Veränderungen der Structur zurückzuführen sein. Es sind daher die Copieen nur mit Vorsicht anzuwenden (vgl. Thl. II, §. 786).

11. Zu Thl. I, §. 91. **Vergleichung der gebräuchlichsten Methoden der Widerstandsmessung.** Diese Methoden beruhen hauptsächlich auf der Anwendung des Differentialgalvanometers und der Wheatstone'schen Drathcombination. Die Brauchbarkeit derselben hat W. Weber[1]) namentlich in Bezug auf die Herstellung von Copieen von den als Grundmaass der Widerstände dienenden Etalons[2]) geprüft.

Die Mängel der ersteren Methode bei Messung von Widerständen haben wir schon Thl. 1, §. 89 auseinandergesetzt. Sind die durch beide Windungsreihen des Multiplicators auf die Nadel ausgeübten Drehungsmomente und die Widerstände derselben nicht gleich, so dass z. B., wenn durch Einschaltung eines angemessenen Widerstandes in die eine Schliessung eine Einstellung der Nadel auf Null hervorgerufen ist, dieselbe bei Einschaltung des Normaldrathes und des ihm an Widerstand gleichen zu untersuchenden Drathes in beide Zweige einen Ausschlag zeigt; so kann man doch die Gleichheit der Widerstände beider Dräthe untersuchen, wenn man sie miteinander vertauscht und so wiederum in die Schliessungen einführt. Der Ausschlag der Nadel muss sich dann nicht ändern. Indess können auch bei dieser Umschaltung durch die Aenderung der Verbindungen manche Ungenauigkeiten entstehen.

Nennen wir die zu vergleichenden Widerstände a und b, die Widerstände der beiden Windungsreihen des Multiplicators mit ihren Zuleitungsdräthen α und β, den Widerstand der die Kette enthaltenden unverzweigten Schliessung r, die elektromotorische Kraft der Kette e, das von dem Strome Eins in beiden Windungsreihen auf die Nadel ausgeübte Drehungsmoment m und n, die Ablenkungen der Nadel, wenn a und b in dem einen oder anderen Sinne eingeschaltet sind, A_{ab} und A_{ba}, so ist:

$$A_{ab} = \frac{m\,(b+\beta) - n\,(a+\alpha)}{r\,(a+\alpha+b+\beta) + (a+\alpha)\,(b+\beta)}\,e$$

$$A_{ba} = \frac{m\,(a+\beta) - n\,(b+\alpha)}{r\,(a+\alpha+b+\beta) + (b+\alpha)(a+\beta)}\,e.$$

Soll nun $A_{ab} = A_{ba}$ sein, so folgt direct, dass $b = a$ sein muss.

---

1) W. Weber, Zur Galvanometrie. Abh. d. Göttinger Ges. Bd. X, S. 65.* —
2) In Bezug auf die genaueren Berechnungen der Dimensionen des zur Herstellung der Normaletalons zu verwendenden Inductors u. s. f. (vergl. Thl. II, §. 783) müssen wir auf die Originalabhandlung verweisen.

Die Genauigkeit der Methode wird durch das Verhältniss der kleinsten, mit Genauigkeit zu beobachtenden Differenz $A_{ab} - A_{ba}$ zu der entsprechenden Aenderung des Werthes $b - a$ dargestellt. Sind die Werthe $b - a$, $m - n$, $\beta - \alpha$ klein, so ergiebt sich:

$$\frac{A_{ab} - A_{ba}}{e\,(b - a)} = \frac{2\,m}{r\,(a + \alpha)\,(a + \alpha + 2\,r)}$$

also

$$\frac{b - a}{a} = \frac{(a + \alpha)\,(a + \alpha + 2\,r)}{2\,m\,a\,e}\,(A_{ab} - A_{ba}).$$

Ist nun in den gegebenen Raum des Multiplicators ein Drath von der Länge Eins gewickelt, dessen Widerstand α_0, dessen Drehungsmoment auf die Nadel m_0 ist, und wird derselbe durch einen Drath von μfacher Länge, aber nur dem μten Theil des Querschnittes ersetzt, so ist sein Widerstand $\alpha = \mu^2\alpha_0$, das durch ihn ausgeübte Drehungsmoment $m = \mu\,m_0$. Bei Einführung dieser Werthe in die obige Formel findet man durch Differentiation den Werth von μ, welcher dem Maximumwerth von $\frac{b - a}{a}$ entspricht. Derselbe ist:

$$\mu = \sqrt{\left\{\frac{r + a}{3\,\alpha_0}\left(2\sqrt{1 - \frac{3\,r^2}{4\,(r + a)^2}} - 1\right)\right\}},$$

woraus sich

$$\alpha = \mu^2\alpha_0 = {}^1/_3\,(r + a)\left\{2\sqrt{1 - \frac{3\,r^2}{4\,(r + a)^2}} - 1\right\}$$

ergiebt. Je kleiner r im Verhältniss zu a ist, desto grösser wird die Genauigkeit; verschwindet r gegen a, so erhält man als Bedingung für die Erreichung des Maximums der Genauigkeit $\alpha = {}^1/_3\,a$, wo dann

$$\frac{b - a}{a} = {}^8/_9\,\frac{a}{m\,e}\,(A_{ab} - A_{ba})$$

ist. — Wird der Strom nur durch die eine Windungsreihe des Multiplicators geleitet, so ist die Ablenkung $B = \frac{m\,e}{a + \alpha + r}$. Ist nun r sehr klein, und wird $\alpha = {}^1/_3\,a$ genommen, so ist also die Ablenkung:

$$B_0 = {}^3/_4\,\frac{m\,e}{a} \text{ und } \frac{b - a}{a} = {}^2/_3\,\frac{(A_{ab} - A_{ba})}{B_0}.$$

Man kann auf diese Weise die Genauigkeit der Messung der Widerstände bestimmen. — Da nun bei Anwendung von Spiegelbonssolen $A_{ab} - A_{ba}$ leicht kleiner als ${}^1/_2$ Scalentheil gemacht werden kann, wenn durch dieselbe Kette oder eine Kette von viel schwächerer elektromotorischer Kraft (z. B. ${}^1/_{10}$) an ihrer Stelle der Ausschlag B_0 weit über 1000 Scalentheile erzielt werden kann, so ist der Werth $\frac{b - a}{a}$, d. h. der Irr-

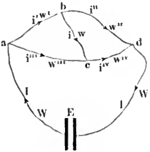
thum, den man bei Vergleichung der Widerstände begehen kann, weitaus kleiner als $^1/_{30000}$.

Bei Anwendung der **Wheatstone**'schen Brücke liesse sich zur Prüfung zweier Widerstände auf ihre Gleichheit ein analoges Verfahren anwenden. Bezeichnen wir die Widerstände und Stromintensitäten in den einzelnen Zweigen ihrer Leitung wie in beifolgender Figur 376, so ist:

$$i = \frac{w^{III}\, w^{II} - w^{I}\, w^{IV}}{(w^{I} + w^{II} + w^{III} + w^{IV})\, v}\; I,$$

wo v der Widerstand wäre, den ein in der Brücke bc erregter Strom nach Fortnahme des Zweiges aEd in der Brücke selbst und den beiden parallelen Zweigen bdc und bac erführe (Thl. I, §. 71). Wären die Widerstände w^{III} und w^{IV} absolut gleich, und wären $w^{I} = a$ und $w^{III} = b$ die auf ihre Gleichheit zu untersuchenden Widerstände, so würde die Nadel des in die Brücke eingeschalteten Multiplicators auf Null stehen, wenn letztere wirklich gleich sind. Ist die erste Bedingung nicht ganz erfüllt, und bliebe ein kleiner Ausschlag A_{ab} zurück, so kann man wiederum die Leiter a und b miteinander vertauschen und erhielte einen Ausschlag A_{ba}. Wäre $A_{ab} = A_{ba}$, so ist die Gleichheit von a und b festgestellt. Jedenfalls wird sich aber w^{III} und w^{IV} nahezu gleich machen lassen, so dass die Ausschläge A_{ab} und A_{ba} sehr klein sind.

Fig. 376.



In diesem Falle wird durch die Brücke nur ein sehr kleiner Theil des Gesammtstromes fliessen, und der demselben gebotene Gesammtwiderstand w_0 wird als derselbe anzusehen sein, wie wenn die Brücke nicht vorhanden wäre. Dann ist:

$$I = \frac{E}{w_0} \text{ und } w_0 = \frac{(w^{I} + w^{II})\,(w^{III} + w^{IV})}{w^{I} + w^{II} + w^{III} + w^{IV}} + W.$$

So ist die Intensität des Stromes in der Brücke:

$$i = \frac{w^{III}\, w^{II} - w^{I}\, w^{IV}}{w^{I} + w^{II} + w^{III} + w^{IV}} \cdot \frac{E}{v\, w_0}.$$

Wird nun zuerst a an Stelle von w^{I}, b an Stelle von w^{II} gesetzt, ist die durch einen Strom Eins in dem Galvanometer in der Brücke verursachte Ablenkung m, ist ferner der sehr geringe Unterschied von $a - b = x$, $w^{III} - w^{IV} = \delta$, so haben wir bei Einführung dieser Grössen in die Gleichung den Ausschlag bei Vernachlässigung der kleineren Werthe:

$$A_{ab} = m\, i = \frac{a\,\delta + w^{III}\, x}{2\,(a + w^{III})} \cdot \frac{m\, E}{v\, w_0}$$

und bei Vertauschung von a und b

$$A_{ba} = \frac{a\delta - w^{III} x}{2(a + w^{III})} \frac{m E}{r w_0}, \text{ also}$$

$$A_{ab} - A_{ba} = x \frac{w^{III} m E}{(a + w^{III}) r w_0}, \quad \frac{b-a}{a} = \frac{(a + w^{III}) r w_0}{w^{III} c a m} (A_{ab} - A_{ba}).$$

Führen wir für r und w_0 ihre Werthe ein und vernachlässigen die kleineren Grössen, so ist:

$$\frac{b-a}{a} = \frac{(a + w^{III} + 2w)\,[2a w^{III} + (a + w^{III}) W]}{2 w^{III} c a m} (A_{ab} - A_{ba}).$$

Mit Abnahme der Widerstände der Brücke w und der die Kette enthaltenden Leitung W nimmt dieser Werth ab nnd nähert sich der Grenze:

$$\frac{b-a}{a} = \frac{a + w^{III}}{m c} (A_{ab} - A_{ba}).$$

Liesse man wiederum aus der Schliessung die Zweige w^{II} und w^{IV} fort, so wäre, da $w^{I} = a$ ist, die Ablenknng der Nadel $\frac{m e}{a + w^{III} + w + W}$. Wenn also w und W sehr klein gegen a nnd w^{III} sind, so ist die sich ergebende Ablenkung:

$$B_0 = \frac{m e}{a + w^{III}}, \text{ also}$$

$$\frac{b-a}{a} = \frac{A_{ab} - A_{ba}}{B_0}.$$

Auch hier liesse sich wie bei Anwendung des Differentialgalvanometers B_0 leicht bestimmen, und so die Genanigkeit der Bestimmung von a prüfen. Bei einem gleichen Ausschlage B_0 in beiden Fällen würde, da die Grenze der Kleinheit, innerhalb deren noch eine Differenz $A_{ab} - A_{ba}$ zu beobachten ist, dieselbe ist, die durch den Werth $\frac{b-a}{a}$ gemessene Genauigkeit bei Anwendung der Wheatstone'schen Brücke nur $^2/_3$ von der bei Anwendung des Differentialgalvanometers zu erreichenden Genauigkeit sein. Freilich würde bei letzterem bei Messung verschiedener Widerstände stets noch die Länge der Drathwindungen zn ändern sein, was nicht leicht möglich wäre. Wollte man indess von einem Normalwiderstandsetalon verschiedene Copieen nehmen, so würde das Galvanometer gleich zu diesem Zwecke eingerichtet werden können.

Die von Weber angedeutete Ausführung der Messung der Widerstände feuchter Leiter ohne Einfluss der Polarisation und des Uebergangswiderstandes durch Beobachtung ihrer Erwärmung durch einen Strom von bestimmter Intensität dürfte auf dieselben Schwierigkeiten stossen, mit welchen alle Messungen von Wärmemengen verknüpft sind.

12. Zu Thl. I, §. 98. Abweichender Einfluss der Wärme auf die Leitungsfähigkeit der festen Körper. Einige pulverförmige und sehr poröse Körper, welche den Strom, ohne zersetzt zu werden, wie

die Metalle leiten, zeigen das anomale Verhalten, dass bei höherer Temperatur ihre Leitungsfähigkeit sich erhöht; so einige Metalloxyde, auch Wasserkies nach Meidinger[1]), Graphit und Holzkohle nach Matthiessen[2]). Der Grund hiervon scheint indess nur ein secundärer zu sein, indem die Theilchen dieser Körper, welche nur lose nebeneinander liegen, bei ihrer Ausdehnung durch die Wärme stärker aneinander gepresst werden und so einander an mehreren Punkten berühren als vorher.

Ganz analog verhalten sich Feilspäne von Messing oder Eisen oder Platinschwamm, durch die man den Strom leitet und die man dann erwärmt. Liegen die Theile jener Körper fester aneinander, wie z. B. die Theilchen von sehr fester Pariser Gaskohle, so zeigen sie das abnorme Verhalten nicht[3]).

13. Zu Thl. I, §. 100. Leitungsfähigkeit der Legirungen. Für die Leitungsfähigkeit einer Reihe von Legirungen finden nach Matthiessen[4]) und Holzmann folgende Gesetze statt:

1) Die Legirungen einer Reihe A von Metallen, Blei, Zinn, Cadmium, Zink untereinander haben das nach den in ihnen gemischten Volumen der einzelnen Metalle berechnete Leitungsvermögen.

2) Die Legirungen anderer Metalle B, als Wismuth, Quecksilber, Antimon, Platin, Palladium, Eisen, Aluminium, Natrium, Gold, Kupfer, Silber mit den Metallen A zeigen schon bei einem sehr geringen Gehalt an Metall A eine bedeutend kleinere Leitungsfähigkeit, als aus der Zusammensetzung berechnet werden kann. Dagegen ändert sich die Leitungsfähigkeit von A selbst durch einen grösseren Zusatz von B nur wenig. Die Curven (Fig. 377 bis 378) zeigen dies Verhalten. In ihnen bezeichnen die Abscissen den Gehalt der Legirungen an dem den Curven zuerst beigeschriebenen Metall; die Ordinaten die Leitungsfähigkeiten gegen Silber = 100[5]).

3) Die Leitungsfähigkeiten der Legirungen der Metalle B untereinander sind durch die Curven (Fig. 379) verzeichnet. Dieselben sind oft kleiner, als diejenigen der einzelnen in ihnen legirten Metalle.

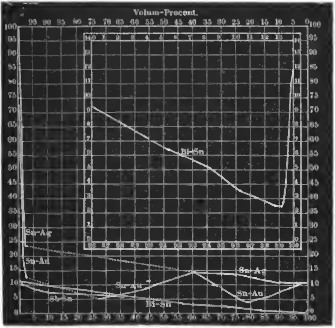
Bei den Gold-Silberlegirungen zeigt sich ein interessantes Verhalten. Die Leitungsfähigkeiten sind für $AuAg = 14{,}59$, für Au_2Ag und $AuAg_2 = 16{,}2$ und $16{,}3$, für Au_4Ag und $AgAu_4 = 20{,}91$ und $20{,}94$, für Au_6Ag

[1]) Meidinger, Dingl. polyt. Journ. Bd. CXLVIII, S. 364. 1858. — [2]) Matthiessen, Pogg. Ann. Bd. CIII, S. 432. 1858.* — [3]) Beetz, Pogg. Ann. Bd. CXI, S. 619. 1860.* — [4]) Matthiessen, Pogg. Ann. Bd. CX, S. 190. 1860.*

[5]) Hiernach ist auch die Angabe Thl. I, §. 102 zu corrigiren, dass die Wismuth-Zinnlegirungen zur Gruppe A gehören. Die Leitungsfähigkeiten derselben, sowie der Wismuth-Bleilegirungen nehmen in der That bis zu einem Gehalt von 80 bis 90 Proc. Wismuth fast regelmässig bis zu einer kleineren Grösse als die Leitungsfähigkeit des Wismuths ab und steigen dann erst von einem Gehalt von 96 bis 99 Proc. Wismuth plötzlich zu der Leitungsfähigkeit des Wismuths auf. Die von mir (§. 100) für die Wismuth-Zinnlegirungen gegebenen Zahlen weichen mit Rücksicht auf die Unreinheit der von mir verwendeten Metalle nicht sehr von den von Matthiessen erhaltenen Werthen ab.

und $Au\,Ag_6$ = 24,99 und 25,29, so dass also gleiche Zusätze an Gold und Silber zu der Legirung $Au\,Ag$ die Leitungsfähigkeit derselben um

Fig. 377.



gleich viel vermehrt. — Bei einzelnen dieser Legirungen ist also wahrscheinlich ihr Verhalten auf die Bildung bestimmter chemischer Verbindungen zurückzuführen, so z. B. auch bei Zinn-Gold, bei dem mit wachsendem Goldgehalt die Leitungsfähigkeit abnimmt bis zur Legirung $Sn_5\,Au$, dann steigt bis $Sn_2\,Au$, wieder fällt bis $Sn\,Au_2$ und nun erst ansteigt bis zu Au. Dabei sind $Sn\,Au_2$ und $Sn_2\,Au$ glasig und unkrystallinisch, $Sn_5\,Au$ aber sehr krystallinisch. $Sn_5\,Au$ besitzt das aus der Zusammensetzung berechnete specifische Gewicht; bei $Sn_2\,Au$ bleibt dasselbe unter allen Gold-Zinnlegirungen am meisten unter, bei $Sn\,Au_2$ am meisten über der Berechnung. — Die bedeutende Verminderung der Leitungsfähigkeit einzelner Metalle durch geringe Zusätze von anderen scheint sich also auch zum Theil auf Aenderungen der Molecularstructur zurückführen zu lassen, indem z. B. Gold und Silber, auch Wismuth durch geringe Beimengungen von Zinn und Blei (2 bis 3 Proc.) spröde werden. Umgekehrt bleiben letztere Metalle bei grösseren Zusätzen von Gold oder Silber weich; ihr Leitungsvermögen ändert sich hierdurch gleichfalls nur wenig.

Zuweilen können schon sehr geringe Beimengungen, selbst gut leiten-

Fig. 878.

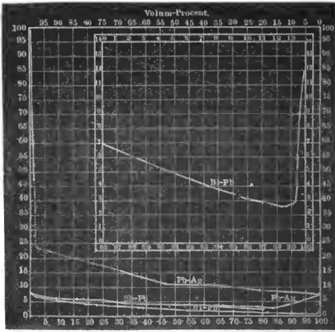
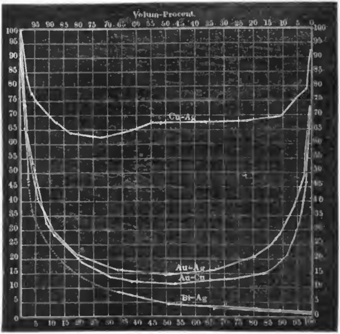


Fig. 379.



der Metalle die Leitungsfähigkeit anderer Metalle bedeutend erniedrigen. So ist die Leitungsfähigkeit von chemisch reinem Gold gegen die des Silbers = 100 gleich 72,98, während eine Legirung von 99,7 Gold und 0,3 Silber die Leitungsfähigkeit 66, eine Legirung von 99,4 Gold und 0,6 Silber die Leitungsfähigheit 59 hat [1]). Die bisher untersuchten Goldsorten verdanken ihren niedrigen Stand in der Reihe der Metalle also sehr geringen Beimengungen anderer Metalle. — Aehnlich verhält sich Kupfer. Für ganz chemisch reines, theils auf chemischem, theils auf galvanoplastischem Wege dargestelltes Kupfer fanden Matthiessen und Holzmann [2]) die Zahl 93,08 (bei 18,9°C.). Zur Darstellung sauerstofffreier Kupferdräthe wurde hierbei das Metall in dem Kopf einer irdenen Pfeife geschmolzen, und durch das Rohr derselben Wasserstoff geleitet. Nachher saugte man das Metall in das Rohr hinein und liess es erkalten. Geringe Beimengungen, selbst von besser leitenden Metallen, erniedrigen, wie wir schon Thl. I, §. 103 erwähnten, die Leitungsfähigkeit des Kupfers. So ist dieselbe für:

Kupfer an der Luft geschmolzen	73,32	
„ mit Kohle geschm., enthaltend 0,05 Proc. C.	74,91	
„ „ rothem Phosphor „ 2,5 „ P.	7,24	
„ „ „ „ „ 0,13 „ P.	67,67	
„ „ Arsen behandelt, „ 5,4 „ As	6,18	
„ „ „ „ . . . . . Spur As	57,80	
„ „ resp. 3,20 Proc. und Spuren von Zink	56,98	und 83,05
„ „ „ 1,06 „ „ 0,48 Proc. Eisen	26,95	„ 34,56
„ „ „ 4,90 „ „ 1,33 „ Zinn	19,47	„ 48,52
„ „ „ 2,45 „ „ 1,22 „ Silber	48,52	„ 86,91
„ „ „ 3,50 Proc. Gold	65,36	
„ an der Luft geschmolzen	83,94	
Dasselbe Kupfer mit 0,1 Proc. Blei geschmolzen	89,49.	

Nur in dem Fall, wo das Kupfer beim Schmelzen Oxyd oder Suboxyd aufnehmen kann, wodurch seine Leitungsfähigkeit bedeutend verringert wird (vergl. Thl. I, §. 103), kann ein Zusatz von Blei, durch den das Oxyd reducirt wird, oder von Silber oder Zinn, durch welches vielleicht die Auflöslichkeit des Oxydes vermindert wird, eine Zunahme der Leitungsfähigkeit bewirken [3]).

Analoge Erscheinungen zeigen sich beim Zusatz kleiner Mengen fremder Metalle zum Quecksilber. So ist nach Matthiessen [4]) die beobachtete (λ) und aus dem Verhältniss der relativen Volumina des Quecksilbers und des festen Metalls berechnete (λ_0) Leitungsfähigkeit beim Zusatz von n Proc. der verschiedenen Metalle:

---

1) Matthiessen, Pogg. Ann. Bd. CIX, S. 526. 1860. — 2) Matthiessen und Holzmann, Pogg. Ann. Bd. CX, S. 222. 1860.* — 3) Matthiessen, Phil. Mag. T. XXII, p. 545. 1861* (entgegen den Angaben von Thomson, Proceed. Roy. Soc. T. X, p. 300. 1860*). — 4) Matthiessen und C. Vogt, Pogg. Ann. Bd. CXVI, S. 369. 1862.*

	Wismuth		Blei		Zinn	
n	λ	λ_0	λ	λ_0	λ	λ_0
0,01	—	—	10,918	10,915	10,929	10,922
0,05	10,932	10,908	10,944	10,935	10,977	10,973
0,1	10,946	10,906	10,972	10,960	10,041	11,036
0,2	10,978	10,901	11,037	11,009	11,171	11,161
0,5	11,064	10,890	11,222	11,157	11,528	11,533
1,0	11,199	10,869	11,495	11,402	11,792	12,147
2,0	—	—	11,705	11,882	12,318	13,335
4.0	—	—	11,873	12,809	13,167	15,595

	Zink		Gold		Silber	
n	λ	λ_0	λ	λ_0	λ	λ_0
0,01	10,929	10,943	10,917	10,944	10,919	10,991
0,05	10,992	11,075	10,946	11,080	10,948	11,313
0,1	11,077	11,238	10,977	11,250	10,984	11,716
0,2	11,235	11,564	11,031	11,592	11,048	12,519
0,5	11,696	12,538	11,322	12,612	11,200	14,919
1,0	12,450	14,131	11,571	14,270	11,566	18,876
2,0	13,566	17,247	—	—	—	—
4,0	14,658	23,133	—	—	—	—

Die Leitungsfähigkeit des Quecksilbers selbst ist gleich 10,910 gesetzt (wenn die der **Matthiessen**'schen Gold-Silberlegirung gleich 100, die des Silbers gleich 633,327 ist). Bei einer früheren Beobachtungsreihe [1]) ergab sich bei Mischnng von Quecksilber mit:

	0,1 Proc. Wismuth	0,5	1	2	4
λ_0	24,46	25,83	27,19	29,19	35,09
λ	24,58	25,86	26,62	27,66	29,69.

Bei diesen Versuchen befand sich das Quecksilber in einem horizontalen Capillarrohr, an das beiderseits weitere verticale Glasröhren angeschmolzen waren. In diese tauchten die amalgamirten Kupferelektroden bis an die Oeffnungen des Capillarrohres. Die Amalgame wurden in dem Rohr selbst durch Zusatz gewogener Mengen Metall zu dem Quecksilber unter beständigem Hin- und Herbewegen des Rohres bereitet, da beim Eingiessen der fertigen Amalgame in dasselbe keine constanten Resultate erhalten wurden.

Die Leitungsfähigkeit des Quecksilbers nimmt also stets bei Zusatz kleiner Mengen von Metall zu, wie dies zuerst Siemens [2]) festgestellt hat, selbst wenn diese Metalle schlechter leiten (Wismuth, für welches $\lambda = 7{,}915$ ist). Dabei ist die Leitungsfähigkeit bei Zusatz sehr geringer Mengen von Zink, Gold, Silber kleiner, von Wismuth, Blei, Zinn grösser, als die

[1]) Matthiessen, Pogg. Ann. Bd. CXIV, S. 318. 1861.* — [2]) Siemens, Pogg. Ann. Bd. CX, S. 20, 1860;* Bd. CXIII, S. 96. 1861.*

Berechnung aus dem Volumverhältniss der gemischten Stoffe ergiebt. Bei Zusatz grösserer Mengen wird in letzterem Falle die beobachtete Leitungsfähigkeit ebenfalls kleiner, als die berechnete.

Dagegen scheint eine Absorption von Sauerstoff durch das Quecksilber nicht einzutreten, und ebensowenig wie eine Bildung von Suboxyd seine Leitungsfähigkeit zu verändern.

Als in demselben Apparate andere Metalle geschmolzen und denselben kleine Beimengungen beigefügt wurden, zeigten sich abweichende Erscheinungen [1]).

So bewirkt ein Zusatz kleiner Mengen Blei oder Wismuth zu geschmolzenem Zinn, kleiner Mengen Wismuth zn geschmolzenem Blei eine Abnahme der Leitungsfähigkeit. Ein Znsatz von Spuren von Zinn oder Blei vermindert, ein Zusatz grösserer Mengen erhöht dagegen die Leitungsfähigkeit des geschmolzenen Wismuths.

Diese Erfahrnngen sind ganz analog den an den festen Metalllegirungen erhaltenen Resnltaten; und es dürfte in der That auch bei flüssigen Metallgemischen die Leitungsfähigkeit nicht die gleiche sein, wie wenn die flüssigen Metalle ungemischt nebeneinander lägen. Jedenfalls dürfen wir sie wohl als Gemische wirklicher chemischer Verbindungen der Metalle, welche eine besondere Leitungsfähigkeit besitzen, mit einem Ueberschuss des einen oder anderen Metalles ansehen, und es wird dann zunächst die Leitungsfähigkeit aus dem Verhältniss der Menge jener Verbindnngen zu dem des überschüssigen Metalls zu berechnen sein [2]).

14. Zu Thl. I, §. 103. Einfluss der Härte auf die Leitungsfähigkeit. Nach Siemens [3]) ist das Verhältniss der Leitungsfähigkeiten harter und weicher, ausgeglühter Dräthe etwa:

Silber	Kupfer	Platin	Messing
100 : 111,6	100 : 106,0	100 : 100,3	100 : 118.

Aehnliche Resultate hat Matthiessen [4]) erhalten, nach welchen die entsprechenden Verhältnisse sind bei:

Silber	Kupfer	Gold
100 : 108,74	100 : 104,6	100 : 101,7.

Je nach der Härte der benutzten Dräthe müssen diese Werthe Abweichungen zeigen.

Die Beobachtungen wurden mittelst der Wheatstone'schen Drathcombination ausgeführt.

Nach Wartmann [5]) nimmt der Widerstand des Kupferdrathes bei Zunahme des Drnckes bis zu 30 Atmosphären zu und wächst bei weiterer Vermehrung des Druckes. Die Zusammendrückungen geschahen theils in

[1]) Matthiessen, Pogg. Ann. Bd. CXVI, S. 379. 1862.* — [2]) Vergl. auch Rob. Sabine, Phil. Mag. [4] Vol. XXIII, p. 457. 1862.* — [3]) Siemens, Pogg. Ann. Bd. CX, S. 18. 1860.* — [4]) Matthiessen, Pogg. Ann. Bd. CXV, S. 353. 1862;* auch Bd. CX, S. 224.* — [5]) Wartmann, Archives N. S. T. IV, p. 12. 1859.*

einem Oersted'schen Piezometer, theils indem der Drath zwischen Stahlplatten zusammengedrückt wurde, die innen mit Guttaperchablättern bedeckt waren.

15. Zu Thl. I, §. 104. Widerstand der Metalle bei verschiedenen Temperaturen. Von Matthiessen und v. Bose [1]) sind eine grosse Menge derartiger Widerstandsbestimmnngen mittelst der Wheatstone'schen Drathcombination vorgenommen worden. Die Dräthe wurden in einer, der Länge nach zur Hälfte abgesprengten Glasröhre in einem Blechtrog mit doppelten Wänden, der mit Oel gefüllt war, erhitzt. Von ihren Enden führten dicke Kupferdräthe nach Aussen, welche durch Quecksilber mit den übrigen Theilen der Leitung in Verbindung standen.

Es wurde durch Versuche nachgewiesen, dass eine Nebenleitung durch das Oel wegen seiner schlechten Leitungsfähigkeit auch bei höheren Temperaturen nicht stattfand; ebenso wenig war eine Firnissschicht (Schellack) von Einfluss, mit welcher die vom Oel angegriffenen Dräthe überzogen werden mussten. Die zur Vergleichung benutzten Normaldräthe bestanden aus weichem Neusilber; auch sie waren an dicke Kupferdräthe gelöthet und lagen in Oel. Ihre Leitungsfähigkeit änderte sich bei der Temperaturerhöhung um t^0 C, nach der Formel

$$\lambda = 7{,}803 - 0{,}0034619t + 0{,}0000003951t^2.$$

So ergaben sich die in der folgenden Tabelle zusammengestellten Resultate.

Der Werth λ ist die Leitungsfähigkeit des Metalls bei 0° gegen die des Silbers bei 0°, welche gleich 100 gesetzt ist, λ_1 ist die Leitungsfähigkeit des Metalls bei der Temperatur t; die Zahl in Klammern bezeichnet die Zahl der Beobachtungsreihen.

		λ		λ_1
Silber	hart	100	(6)	$100 - 0{,}38287t + 0{,}0009848t^2$
	weich	108,74		
Kupfer	hart	99,947	(6)	$100 - 0{,}38701t + 0{,}0009009t^2$
	weich	102,213		
Gold	hart	77,964	(5)	$100 - 0{,}36745t + 0{,}0008443t^2$
	weich	79,327		
Zink		29,022	(3)	$100 - 0{,}37047t + 0{,}0008274t^2$
Cadmium		23,725	(3)	$100 - 0{,}36871t + 0{,}0007575t^2$
Zinn		12,366	(3)	$100 - 0{,}36029t + 0{,}00061356t^2$
Blei		8,318	(3)	$100 - 0{,}38756t + 0{,}0009147t^2$
Arsen		4,7623	(2)	$100 - 0{,}38994t + 0{,}0008878t^2$
Antimon		4,6172	(3)	$100 - 0{,}39826t + 0{,}0010364t^2$
Wismuth		1,2484	(3)	$100 - 0{,}35216t + 0{,}0005728t^2$

Beim Silber, Kupfer und Gold waren die Aenderungen der Leitungs-

[1]) A. Matthiessen u. A. v. Bose, Pogg. Ann. Bd. CXV, S. 353. 1862.*

fähigkeit bei harten und weichen Dräthen kaum verschieden. Die Cadmiumdräthe werden beim Erhitzen spröde, ohne dass jedoch nach dem Erkalten ihre Leitungsfähigkeit geändert ist; bei den Dräthen von Silber, und ebenso bei einigen Dräthen von Kupfer wirkte lang andauerndes Erhitzen auf 100° wie das Weichmachen. Beim Antimon nahm bei mehrtägigem Erhitzen die Leitungsfähigkeit ab; die vom Wismuth nimmt sehr schnell zu bis zu 22 Proc.

Aus diesen Angaben ist ersichtlich, dass die Leitungsfähigkeit der reinen festen Metalle mit der Temperaturerhöhung sich fast genau nach demselben Verhältniss ändert. Dagegen nimmt die Leitungsfähigkeit nicht proportional der Temperaturzunahme ab, sondern bei allen Metallen ist den Formeln nach ein Glied beizufügen, welches t^2 enthält.

Bei der Erwärmung von Tellurdräthen zeigen sich grosse Unregelmässigkeiten, indem verschiedene Dräthe sich durchaus nicht gleich verhalten, selbst wenn sie vorher sehr lange erhitzt worden sind. Beim ersten Erhitzen nimmt die Leitungsfähigkeit bis zur Temperatur von etwa 70 bis 80° ab, wie bei allen übrigen Metallen, nur nicht in einem constanten Verhältniss; bei höheren Temperaturen steigt dann die Leitungsfähigkeit. Bei wiederholtem Erhitzen sinkt die Temperatur des Wendepunktes immer mehr, so dass bei einzelnen Stähen zuletzt die Leitungsfähigkeit beim Erwärmen von 0° an zunimmt. Zugleich nimmt bei lang andauerndem Erwärmen die Leitungsfähigkeit immer mehr und sehr langsam ab (bei einem Stabe im Verhältniss von etwa 100 : 4). Es verhält sich also Tellur nach wiederholtem Erhitzen wie die Metalloide, von denen auch Selen (nach Hittorf), und auch Graphit und Gaskohle (nach Matthiessen), ihre Leitungsfähigkeit beim Erwärmen vermehren.

Bei dem flüssigen Quecksilber ist die Aenderung der Leitungsfähigkeit mit der Temperaturerhöhung eine andere, wie bei den festen Metallen, wie auch schon frühere Beobachter (vergl. Thl. I, §. 104) gefunden. Nach Matthiessen und v. Bose würde für Quecksilber $\lambda = 1{,}656$ sein.

Bei verschiedenen Temperaturen stellt sich dann die Leitungsfähigkeit des Quecksilbers nach denselhen Beobachtern, so wie nach anderen Physikern durch folgende Formel dar:

Matthiessen und v. Bose . $\lambda_1 = 100 - 0{,}07443t + 0{,}00008263t^2$
Müller [1] . . . . $\lambda_1 = 100 - 0{,}118t$
E. Becquerel [1] . . . . $\lambda_1 = 100 - 0{,}104t$
Siemens [2] . . . . $\lambda_1 = 100 - 0{,}0985t$
Schröder van der Kolk [3] $\lambda_1 = 100 - 0{,}086t$.

Während also die übrigen Beobachter gefunden haben, dass die Leitungsfähigkeit des Quecksilhers der Temperatur proportional zunimmt, finden Matthiessen und van Bose eine kleine Ahweichung von diesem Verhältniss.

[1]) Vergl. Thl. I, §. 104. — [2]) Siemens, Pogg. Ann. Bd. CXIII, S. 104. 1861.* — [3]) Schröder van der Kolk, Pogg. Ann. Bd. CX, S. 471. 1860.*

Die Bestimmungen von Siemens geschahen mittelst der Wheatstone'schen Drathcombination. Das Quecksilber befand sich in zwei Spiralröhren von Glas, welche in Gefässen voll Wasser lagen, deren eines durch langsam hineingeleiteten Dampf erwärmt wurde.

Schröder van der Kolk verglich nach seiner oben (Nr. 10) beschriebenen Methode den Widerstand von Uförmigen, mit Quecksilber gefüllten Barometerröhren, zu denen die Leitung durch Eisendräthe vermittelt war, mit dem Widerstand von vielfach gebogenen, mit Quecksilber gefüllten Röhren, die in einem Wasserbad erhitzt wurden. Durch Vergleichung der Widerstände zweier verschieden langer Röhren konnte die Aenderung der Widerstände des Quecksilbers allein mit der Temperatur gemessen werden.

16. Zu Thl. I, §. 106. Die Aenderung der Leitungsfähigkeit der Metalle beim Schmelzen ist neuerdings von Siemens und Matthiessen untersucht worden. Zinn, in einer Glasspirale geschmolzen, welche in einem Stearinbade lag, zeigt nach Siemens [1]) eine allmälige Zunahme des Widerstandes bis zu seinem Schmelzpunkt, bei dem Schmelzen eine sprungweise Erhöhung desselben, wie Kalium und Natrium, und bei zunehmender Erwärmung eine allmälige Abnahme des Wachsens des Widerstandes.

So betrug unter Anderem der Widerstand w des Zinns bei der Temperatur t und der Coefficient c seiner Aenderung bei der Temperaturänderung um 1° C.:

$t =$	0°	66,5	99,5	183	219,6	226	249	280
$w =$	100	130,9	147,7	193,1	216,1	457,6	468,9	477,1
$c =$	0,379	0,413	0,444	0,514	30,77	0,404	0,216	—

Die specifische Leitungsfähigkeit des Zinns gegen Quecksilber = 1 war bei 0° gleich 9,1, sein Schmelzpunkt 224° C. Die Widerstandsbestimmungen wurden mit Hülfe der Wheatstone'schen Drathcombination angestellt. — Bei stärkerem Erwärmen vermindert sich auch nach Matthiessen das Leitungsvermögen des geschmolzenen Zinns.

Geschmolzenes Blei verhält sich nach Matthiessen [2]) ebenso wie Zinn. Die Leitungsfähigkeit des geschmolzenen Wismuths nimmt ebenfalls mit der Temperaturerniedrigung zu; beim Erstarren vermindert sich dieselbe plötzlich, wie auch Matteucci [3]) gefunden, und nimmt beim Erkalten der erstarrten Masse wieder zu.

17. Zu Thl. I, §. 108 u. flgde. Widerstand der Salzlösungen bei verschiedenen Temperaturen. Beetz [4]) hat eine Reihe von Bestimmungen von Widerständen der Lösungen mitgetheilt, bei denen nicht nur der

[1]) Siemens, Pogg. Ann. Bd. CXIII, S. 99. 1861.* — [2]) Matthiessen, Pogg. Ann. Bd. CXVI, S. 379. 1862.* — [3]) Matteucci, vergl. Thl. I, §. 106, woselbst statt „Widerstand" „Leitungsfähigkeit" zu lesen ist. — [4]) Beetz, Pogg. Ann. Bd. CXVII, S. 1. 1862.*

Einfluss der Polarisation, sondern auch der Uebergangswiderstand möglichst vermieden war.

Als Einheit des Widerstandes ist die Widerstandseinheit von Siemens (eine Quecksilbersäule von 1^m Länge und 1 □^mm Querschnitt) genommen. Die Bestimmungen wurden vermittelst der Wheatstone'schen Drathcombination vorgenommen; und zwar wurden die Widerstände von zwei constanten Zweigen der Leitung gleich gemacht, so dass der Widerstand der beiden anderen Zweige, welche die Lösung und einen Rheochord nach der Thl. I, §. 82 beschriebenen Construction enthielten, gleich sein mussten. Die Verbindungen geschahen durch Metallstöpsel (vergl. Thl. I, §. 83, Fig. 66). Die Flüssigkeit wurde in ein, an beiden Enden gerade abgeschliffenes cylindrisches Glasrohr gebracht, auf dessen eines Ende eine, mit einem dicken Kupferdrath als Zuleiter versehene Metallplatte durch einen übergezogenen Kautschukschlauch luftdicht aufgepresst wurde. Nachdem die ausgekochte Lösung noch heiss in das Glasrohr gefüllt war, wurde das zweite Ende desselben mit einer gleichen Metallplatte, die aber eine ganz feine Durchbohrung hatte, in ganz gleicher Weise bedeckt. Das Glasrohr wurde nun in horizontaler Lage in die Tubuli zweier Glasflaschen eingesetzt, die mit der gleichen Lösung gefüllt waren, und durch welche die gut lackirten Leitungsdräthe hindurchgingen. Auch die Metallplatten an den Enden des Rohres waren auf der Hinterseite lackirt. Es konnte so bewirkt werden, dass in dem Glasrohr keine Luftblase zurückblieb, und dasselbe durch die enge Oeffnung der zweiten Metallplatte sich bei den Temperaturänderungen stets vollkommen mit Flüssigkeit füllte. Der ganze Apparat stand in einem mit Wasser gefüllten Kasten von Weissblech, welcher durch Gaslampen erhitzt wurde. Die Widerstände der zur Verbindung der Flüssigkeitsröhre mit den übrigen Theilen des Apparates dienenden Dräthe waren gegen den Widerstand der Flüssigkeit selbst verschwindend klein. Die Flüssigkeiten wurden meist zweimal, vor und nach dem Durchleiten des Stromes analysirt. Es wurde Lösung von Zinkvitriol untersucht. Die Polarisation wurde vermieden durch Anwendung amalgamirter Zinkplatten, der Uebergangswiderstand, welcher sich stets bildet, wenn nicht jegliche Absorption von Luft vermieden wird, indem die Polplatten erst längere Zeit in siedende Zinkvitriollösung gelegt und dann, ohne von derselben entblösst zu werden, auf dem Rohr befestigt wurden[1]). Bei der Untersuchung von 24 verschieden concentrirten Lösungen, deren Salzgehalt σ auf 100 Grm. Wasser in der Lösung zwischen 7,73 Grm. und 60,79 Grm. des wasserfreien Salzes variirte, und bei (10 bis 14) verschiedenen Temperaturen t zwischen etwa 8° und 85° C.

[1]) Bringt man in ein Rohr voll Zinkvitriollösung eine Reihe von parallelen Zinkplatten, so ist der Widerstand kleiner, wenn sie sich berühren, als wenn sie von einander getrennt sind; dieser Unterschied hört auf, wenn die Zinkplatten längere Zeit in siedender Zinkvitriollösung gelegen haben und dann schnell in die Röhre eingeführt werden. Im ersten Fall ist also ein Uebergangswiderstand vorhanden, im zweiten nicht.

ergaben sich unter Anderen die folgenden Leitungsfähigkeiten λ, welche auf die des Quecksilbers gleich 1 bezogen sind. Alle Zahlen λ sind mit 1000000000 multiplicirt.

	σ								
I	7,79	t	9,4	13,0	19,9	28,0	41,1	54,1	78,6
		λ	1842	2033	2382	2849	3516	4223	5188
II	10,32	t	11,5	18,5	28,0	43,5	59,1	70,5	81,0
		λ	2375	2767	3413	4418	5395	5947	6340
III	13,48	t	15,7	27,8	36,6	53,3	64,1	73,1	80,8
		λ	3032	3948	4611	5946	6672	7268	7675
IV	18,48	t	15,3	24,5	37,5	45,7	53,7	69,1	85,0
		λ	3539	4377	5624	6397	7102	8488	9543
V	21,58	t	10,4	18,1	22,8	32,2	41,8	64,9	71,7
		λ	3514	4266	4719	5323	6640	8945	9512
VIII	27,65	t	11,0	16,4	26,0	53,3	71,1	76,3	
		λ	3641	4201	5197	8341	10241	10708	
X	28,43	t	13,6	23,5	29,0	43,5	58,9	68,0	78,0
		λ	3994	5004	5620	7324	9178	10162	11098
XII	29,19	t	10,3	18,1	25,3	35,0	45,2	60,7	79,4
		λ	3609	4415	5236	6374	7586	9324	11201
XVI	33,83	t	12,0	27,5	40,3	51,1	59,7	67,1	80,5
		λ	3685	5490	7076	8368	9419	10296	12003
XIX	40,78	t	9,3	23,6	35,8	46,6	59,6	66,7	83,5
		λ	3202	4789	6304	7823	9543	10326	12275
XXI	48,15	t	10,8	18,6	30,2	44,0	55,1	73,7	82,1
		λ	3020	3806	5148	6885	8411	10884	11928
XXIII	53,94	t	0	11,1	14,5	20,3	38,1	59,5	79,2
		λ	1846	2643	2937	3615	5767	8617	11285
XXIV	60,79	t	10,6	18,6	27,5	37,2	56,6	73,1	82,0
		λ	2249	2998	3883	5099	7589	9900	11089

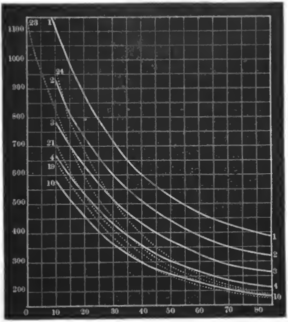
Fig. 380 enthält einige dieser Resultate; in derselben bezeichnen die Abscissen die Temperaturen, die Ordinaten die Widerstände, die den Curven beigeschriebenen Zahlen die Reihe der Beobachtungen.

Der Widerstand steigt also bei schwachen Concentrationen mit abnehmender Temperatur gleichmässig bei den verschiedenen Lösungen, und zwar um so stärker, je weiter die Temperatur sinkt. Bei stärkeren Concentrationen steigt der Widerstand mit sinkender Temperatur stärker, so dass bei derselben Temperatur mit steigender Concentration ein Minimum des Widerstandes (wie es schon von Hankel Thl. I, §. 109 beobachtet wurde) und dann wiederum eine Zunahme desselben eintritt. Das Minimum

zeigt sich bei den verschiedenen Temperaturen bei verschiedenen Concentrationen. — Zur Erklärung des Auftretens dieses Minimums schliesst sich Beetz der auch von mir Thl. I, §. 289, S. 425 gegebenen Ansicht an, nach welcher dasselbe auf einer allmäligen Zunahme der Zähigkeit der Lösung mit wachsender Concentration beruht. Als Beetz in seinen Apparat eine heisse concentrirte Lösung einfüllte, die beim Erkalten allmälig ganz fest wurde, nahm die Leitungsfähigkeit allmälig, und nicht sprungweise ab. Auch hier können die festen Theilchen als Bewegungshindernisse dienen; und in ganz ähnlicher Weise dürfte vielleicht möglicher Weise auch die Schwerflüssigkeit durch Einlagerung fester Theilchen in die Lösungen bedingt sein.

Aus den Versuchen von Beetz berechnet sich ferner die Leitungs-

Fig. 380.



fähigkeit der Lösungen bei verschiedenem Gehalt p an wasserfreiem schwefelsauren Zinkoxyd bei 20° C. nach der Formel:

$$\lambda_{20} = 0{,}000000124 + 0{,}0000004131\,p - 0{,}000000007874\,p^2 + 0{,}00000000005079\,p^3.$$

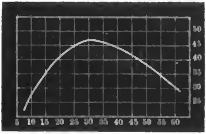
Die Fig. 381 (a. f. S.), in der die Abscissen die Salzgehalte, die Ordinaten die Leitungsfähigkeiten angeben, machen dieses Verhalten anschaulich.

Mit steigenden Temperaturen nimmt die Leitungsfähigkeit bei verschiedenen Salzgehalten p der Lösungen verschieden schnell zu. Die Formel:

$$z = 32{,}09 + 4{,}0364\,p - 0{,}0473\,p^2$$

giebt diese Zunahme etwa zwischen 25 und 45°C. an; dieselbe ist innerhalb jener Grade nahezu proportional der Temperaturerhöhung. Bei schwach und bei stark concentrirten Lösungen nimmt indess bei höheren Temperaturen die Leitungsfähigkeit etwas schwächer zu, bei stark concentrirten nimmt sie ausserdem bei niederen Temperaturen etwas stärker zu, als dieses Gesetz erfordern würde.

Fig. 381.



Die Bestimmungen von E. Becquerel, wenn man sie auf den Widerstand des Quecksilbers umrechnet (die Leitungsfähigkeit des Silbers ist nach Siemens 56,2 gegen die des Quecksilbers gleich 1), stimmen mit den Zahlen von Beetz sehr gut; die Zahlen von Horsford, so weit sie sich reduciren lassen, ebenfalls, die von Becker viel schlechter. Es ist nämlich die Leitungsfähigkeit (sämmtliche Zahlen sind mit 1000000000 multiplicirt):

Salzgehalt auf 100 Grm. Wasser.	Temperatur.	Leitungsfähigkeit.	
		Beetz	Becquerel
49,7	14,4	3133	3243
24,3		3905	4007
14,0		3047	3052

Salzgehalt auf 100 Grm. Wasser.	Temperatur.	Leitungsfähigkeit.	
		Beetz	Becker
56,5	20°	3433	5665
27,5		4612	5176

Endlich ist nach Horsford die Leitungsfähigkeit bei einem Salzgehalt von 7,287 Grm. (wasserfreies) Salz in 100 Cubikcentimetern bei 18 bis 20° C. gleich 2426; nach Beetz die einer Lösung, welche 7,18 Grm. Salz auf 100 Grm. der Lösung enthält, gleich 2387.

Jedenfalls stellt sich aus diesen Versuchen, ebenso wie aus den früheren mit Sicherheit heraus, dass die Leitungsfähigkeit λ der Lösungen durchaus nicht proportional ihrem Salzgehalt s zunimmt.

Wir glauben daher, eine Reihe von Bestimmungen von Marié Davy [1]) übergehen zu können, nach denen die Leitungfähigkeiten der Lösungen von Salzen und Säuren in Wasser der Formel $\lambda = a + bs$ entsprechen

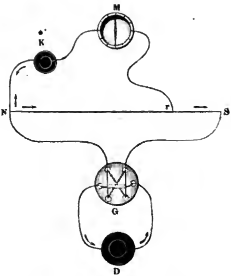
[1]) M. Davy, Compt. rend. T. LIV, p. 465. 1862.

sollen, in der s den Gehalt der Lösung an wasserfreiem Salz angiebt, a und b Constante sind, von denen a die Leitungsfähigkeit des Wassers für sich wäre. Auf die Behauptungen, dass die Leitungsfähigkeit eines Salzes mit der Grösse der Verwandtschaft seiner Elemente zunehmen soll u. s. f., gehen wir deshalb ebenfalls nicht näher ein.

18. Zu Thl. I, §. 124. **Methode zur Bestimmung der elektromotorischen Kraft.** Eine sehr zweckmässige Abänderung der Poggendorff'schen Compensationsmethode ist von E. du Bois-Reymond [1]) angegeben worden. Bei derselben wird nicht nur, wie bei jener Methode, der die Nebenschliessung bildende Drath, sondern zugleich auch der die Normalkette enthaltende Schliessungszweig, und zwar in entgegengesetztem Sinne wie jener, abgeändert.

Es sei D (Fig. 382) die Normalkette, welche durch einen Gyrotrop G mit dem Rheostatendrath NS verbunden ist, gegen den ein metallener Steg r schleift (vergl. Thl. I, §. 90, Fig. 70). Das Ende N des Drathes, so wie Steg r werden mit den Enden der Leitung verbunden, welche die zu untersuchende Kette K und das Galvanometer M enthält [2]). Durch den Gyrotrop wird die Richtung des Stromes von D so gewendet, dass derselbe dem durch K erzeugten Strom in $NKMr$ entgegenfliesst, und Steg r so lange verschoben, bis das Galvanometer M angiebt, dass im Zweige $NKMr$ kein Strom mehr vorhanden ist. Bezeichnen wir die elektromotorische Kraft der Kette D

Fig. 382.



mit E, die der Kette K mit K, den Widerstand des Zweiges $NKMr$ mit m, des Zweiges Nr mit λ, den Widerstand von NS mit L, von NDS mit W, und setzen $L + W = C$, so erhalten wir die Intensitäten der durch beide Ketten im Zweige $NKMr$ erzeugten Ströme gleich:

[1]) E. du Bois-Reymond, Abhandl. der Berl. Akad. 1862. S. 707.* — [2]) Dieselbe Vorrichtung, welche von E. du Bois-Reymond mit dem Namen Compensator belegt wird, mit Fortlassung der Kette K, kann bei Verstellung des Steges r sehr bequem dazu dienen, beliebige Theile des Stromes der Kette E in den das Galvanometer enthaltenden Theil der Leitung abzuzweigen.

$$\frac{E\lambda}{\lambda C + m C - \lambda^2} \text{ und } \frac{K C}{\lambda C + m C - \lambda^2}.$$

Heben beide Ströme also einander auf, so ist:

$$K = E \frac{\lambda}{C}.$$

Bleibt der Widerstand C bei verschiedenen Messungen constant, so ist also die elektromotorische Kraft K der Länge λ direct proportional. Bei Anwendung der Methode von Poggendorff würde eine complicirtere Rechnung anzustellen sein. Selbstverständlich muss bei diesen Messungen die elektromotorische Kraft E der Normalkette grösser sein, als die der Kette K.

Für genauere Messungen dieser Art hat Halske nach den Angaben von E. du Bois-Reymond ein sehr bequemes Instrument, Fig. 383,

Fig. 383.



construirt. Um einen Ring von gehärtetem Kautschuk von 65^{mm} Radius, der eine in 1000 Theile getheilte, um eine Axe drehbare Messingscheibe umgiebt, ist der den Drath NS der obigen Combination ersetzende 1^{mm} dicke Platindrath $Nr'S$ gelegt. Seine Enden sind mit den in der Mitte der Scheibe aufgestellten Metallklötzchen v, δ verbunden, die durch Stöpsel 1* und 2* mit den Metallklötzen 1 und 2 in Verbindung gebracht werden können. Letztere sind durch Dräthe, welche durch die hohle Axe des Instrumentes geführt sind, mit den an dem Fussgestell des Apparates angebrachten Klemmen I nnd II verbunden, in welche die Zuleitungsdräthe des, mit der Normalkette in Verbindung stehenden Gyrotrops eingeschraubt werden. Nahe bei N ist der Drath $Nr S$ über einen scharfen Platinsteg O gezogen, welcher letztere durch einen isolirten, gleichfalls durch die Axe

des Apparates gehenden Drath mit der Klemme III verbunden ist. Eine Klemme IV steht durch eine Metallfeder mit dem Platinröllchen *r* in Verbindnng, welches durch die Feder gegen den Drath *NS* gegengedrückt wird. Die Klemmen III nnd IV vermitteln die Verbindung mit dem, die zu untersnchende Kette und das Galvanometer enthaltenden Zweige. Die Drehung der den Drath *NS* tragenden Scheibe wird vermittelst einiger unterhalb eingesetzter Metallstäbchen durch einen, über dem Röllchen *r* befindlichen Zeiger abgelesen. Diese Drehung kann durch die Schraube *g* gehemmt, und dann durch die Schraube *f* die feinere Einstellnng bewirkt werden. Man dreht nun die Scheibe so lange, bis das Galvanometer (ein Spiegelgalvanometer) keinen Strom anzeigt. Um den Nullpunkt der Theilung zu bestimmen, von dem aus Länge λ des die elektromotorische Kraft messenden Drathes *NS* zu nehmen ist, verbindet man die Klemmen III nnd IV mit einem Galvanometer, ersetzt die Normalkette durch eine stärkere Säule von etwa zwei Grove'schen Elementen, und dreht die Scheibe so lange, bis das Röllchen über den Steg *O* hinweg gegen *N* gelangt. So wie dieselbe den gesnchten Nullpunkt überschreitet, muss sich die Stromesrichtung im Galvanometer umkehren; und man kann auf diese Weise den Nullpnnkt sehr gut feststellen und ein für allemal den Zeiger, an welchem die Drehung des Instrumentes abgelesen wird, auf denselben richten.

Zur Prüfung, ob die Widerstände wirklich der Länge *Nr* oder λ des zwischen dem Nullpunkt und dem Röllchen *r* befindlichen Theiles des Platindrathes *NS* entsprechen, werden die Klemmen I und II mit einer Kette, die Klemmen III und IV mit einem Galvanometer verbunden, welches selbst einen sehr grossen Widerstand darbietet, gegen den der Widerstand *Nr* und der der Hauptleitung verschwindet. Bei verschiedener Stellung des Röllchens *r* müssen sich dann die am Galvanometer beobachteten Intensitäten wie die Längen *Nr* verhalten [1]). Bei allen diesen Versnchen mnss man die Widerstände der verschiedenen Zweige so gross nehmen, dass keine bedeutende Erwärmung des Drathes *Nr* eintritt.

19. Zu Thl. I, §. 136. Elektromotorische Kraft. Die elektromotorische Kraft des Elementes Zink, schwefelsaures Zinkoxyd, schwefelsaure Magnesia, Magnesium ist nach J. Regnanlt (l. c.) 81,0, wenn die des Daniellschen Elementes gleich 100 ist.

20. Zu Thl. I, §. 145. Galvanische Ketten. Amalgamiren der Zinkcylinder. Nach Berjot [2]) amalgamirt mau die Zinkcylinder sehr beqnem dnrch Eintauchen in eine Lösnng von 200 Grm. Quecksilber in 1000 Grm. Königswasser, dem man 1000 Grm. Salzsäure hinzusetzt. Nach Schwarz [3]) würde man die Zinkplatten erst in verdünnte Schwefelsänre

[1]) Entspricht das Instrument dieser Bedingung, so kann man es umgekehrt auch nach der Methode von Petrina (Thl. II, §. 207) zur Graduirung eines Galvanometers verwenden. — [2]) Berjot, Compt. rend. T. XLVII, p. 273. 1858.* — [3]) Schwarz, Chem. Centralblatt. 1862. Nr. 14. S. 223;* Dingl. Journ. Bd. CLXIII, S. 397.

tauchen, dann das Quecksilber mit einer in die Säure eingetauchten Kratzbürste von Messingdräthen aufbürsten.

21. Zu Thl. I, §. 149. Daniell'sche Kette. Strache[1]) verwendet in der Daniell'schen Säule eine verdünnte Lösung von salpetersaurem Kupferoxyd und concentrirte Kochsalzlösung. Das gelöste Zink verbindet sich mit der aus dem Kupfersalz ausgeschiedenen Säure zu unlöslichem basisch salpetersauren Zinkoxyd, welches niederfällt.

Remak[2]) baut eine Säule für medicinische Zwecke in der Art auf, dass er mehrere 3 bis 4 Zoll im Durchmesser haltende Zink und Kupferschälchen übereinander schichtet, zwischen jedes Paar derselben ein Schälchen von porösem Thon legt und dieses auf beiden Seiten mit Lappen von Wolle bedeckt, die resp. mit verdünnter Schwefelsäure und Kupfervitriollösung getränkt sind.

22. Zu Thl. I, 148, 155 u. folgd. Kohlenzinkelemente. Die Cylinder von Bunsenscher Kohle enthalten oft in Folge des Schwefelkiesgehaltes der Steinkohle, aus der sie geformt werden, eine gewisse Menge von Schwefeleisen $Fe_7 S_8$. Für sich entwickeln sie dann in verdünnten Säuren kein Schwefelwasserstoffgas, wohl aber, wenn man sie in denselben mit einer amalgamirten Zinkplatte zu einem galvanischen Element verbindet. Der Grund hiervon ist nach Meidinger folgender: Schwefeleisen, $Fe_7 S_8$, erhalten durch Glühen von Schwefelkies oder durch Zusammenschmelzen von Schwefel und Eisen, wird von concentrirter Salpetersäure nicht angegriffen, indem es wahrscheinlich in derselben in ähnlicher Weise passiv wird, wie reines Eisen; wohl aber löst es sich in verdünnter Schwefelsäure und Salzsäure auf. Mit der negativeren Kohle zu einem Element in diesen Säuren combinirt, löst es sich nicht, da hier Sauerstoff an demselben auftritt und es passiv macht. Ist daher das Schwefeleisen in Kohle eingesprengt, so entwickelt dieselbe beim Einsenken in die verdünnten Säuren keinen Schwefelwasserstoff. Wird die Kohle in denselben mit Zink zu einem Element zusammengesetzt, so entwickelt sich jetzt an der Kohle Wasserstoff. Dieser verhindert die durch den Localstrom zwischen Kohle und Schwefeleisen an letzterem auftretende Sauerstoffentwicklung, verbindet sich mit einem Atom des Schwefels in dem Schwefeleisen zu Schwefelwasserstoff, und die übrigbleibenden 7 FeS lösen sich nun ohne Abscheidung von Schwefel in der verdünnten Säure auf[3]).

In ähnlicher Weise wie das Schwefeleisen $Fe_7 S_8$ werden bei Verbindung mit Zink zu einem Element in verdünnten Säuren die sonst unlöslichen, ziemlich gut leitenden Doppeltschwefeleisen-Verbindungen: krystallisirter Schwefelkies, nierenförmiger Wasserkies, Strahlkies unter langsamer

[1]) Strache, Dingl. Journ. Bd. CLX, S. 118. 1861.' — [2]) Remak, Compt. rend T. LV, p. 697. 1862.' — [3]) Meidinger, Dingl. Journ. Bd. CXLVIII, S. 360. 1858.

Schwefelwasserstoffentwicklung gelöst. Derber Schwefelkies und krystallisirter Strahlkies leiten die Elektricität nicht, werden deshalb auch hierbei nicht gelöst.

Auch die in Schwefelammonium unlöslichen, aus sauren Lösungen durch Schwefelwasserstoff gefällten Schwefelmetalle, ebenso die natürlichen Schwefelkupferverbindungen und Bleiglanz sind Leiter der Elektricität. Bei Combination mit Zink zu einem Element in verdünnten Säuren werden sie durch den elektrolytischen Wasserstoff vollständig zu Metall reducirt.

Walker[1]) überzieht die Bunsensche Kohle zu ihrem Gebrauch in den einfachen, mit verdünnter Schwefelsäure gefüllten Kohle-Zinkelementen mit Platin, indem er sie einige Zeit als negative Elektrode in einer Lösung einiger Krystalle von Chlorplatin in einem Gemenge von 1 Thl. Schwefelsäure in 10 Thln. Wasser verwendet.

Worlée[2]) verkupfert bei derselben Anwendung der Kohlencylinder ihre oberen, mit Wachs getränkten Enden galvanoplastisch, um hierdurch eine bessere Verbindung mit der übrigen Leitung herstellen zu können.

Renoux und Salleron[3]) setzen ebenfalls die Bunsenschen Kohlencylinder zugleich mit dem Zinkcylinder in verdünnte Schwefelsäure ($^1/_5$ — $^1/_6$); sie bringen in dem Kohlencylinder eine Höhlung an, aus der seitlich kleine Löcher durch den Cylinder hindurchgehen, und füllen dieselbe mit chlorsaurem Kali. Die Kette soll sehr constant sein.

v. Waltenhofen[4]) wendet in der Bunsen'schen Kette statt der Salpetersäure 1 Raumtheil käufliche Salpetersäure mit 2 Raumtheilen Nordhäuser Schwefelsäure an. Die elektromotorische Kraft ist dann 1,89 D der Daniell'schen Kette; wird dieselbe Flüssigkeit in der Grove'schen Kette angewandt, so ist die elektromotorische Kraft 1,78 D. Bei Anwendung von englischer Schwefelsäure ist die elektromotorische Kraft bei beiden Ketten 1,78 und 1,77 D; bei Anwendung von käuflicher Salpetersäure nur 1,67 und 1,67 D, und von salzsaurer Salpeterlösung (nach Dering) 1,68 und 1,65 D.

Bacco[5]) wendet wie Guiguet und Buff statt der Salpetersäure in der Bunsen'schen Kette eine Eisenoxydlösung an, welche erhalten wird durch Auflösen von Eisenvitriol in heissem Wasser unter Zusatz von 1 Aeq. Schwefelsäure auf je 2 Aeq. des Salzes ($^1/_6$ des Gewichtes desselben) und allmäliger Beifügung kleiner Mengen Salpetersäure zu der siedenden Lösung, bis keine rothe Dämpfe mehr entweichen. (In Betreff der elektromotorischen Kraft vergl. §. 159.)

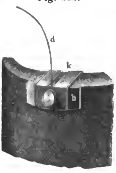
Guyard[6]) giesst die in den Bunsen'schen Elementen gebrauchte Salpetersäure auf Kalk und gewinnt aus dem gebildeten salpetersauren

[1]) Walker, Phil. Mag. p. 73. 1859 (Juli); Arch. N. S. T. V, p. 262. — [2]) Worlée, Dingl. Journ. Bd. CLX. S. 156. 1861.* — [3]) Renoux und Salleron, Compt. rend. T. XLVIII, p. 122. 1859.* — [4]) v. Waltenhofen, Dingl. Journ. Bd. CLXIII, p. 427. 1862.* — [5]) Bacco, Le Technologiste 1861. p. 73; Dingl. Journ. Bd. CLX, S. 75. 1861.* — [6]) Guyard, Compt. rend. T. LIII, p. 1125. 1861.*

Kalk Salpeter. Der in den Elementen gebildete Zinkvitriol wird mit 72 Theilen Kochsalz calcinirt; es bildet sich schwefelsaures Natron und Zinkchlorid, welche man durch Abdampfen von einander trennen kann.

Eine sehr zweckmässige Verbindung der Bunsen'schen Elemente zur Säule ist von v. Babo angegeben worden. An die Zinkcylinder ist ein Drath *d* (Fig. 384) angelöthet, welcher an seinem freien Ende ein nach der Krümmung der Kohlencylinder gebogenes (etwa 1mm starkes) Kupferblech *b* von etwa 2 bis 3ctm. Breite und 1 bis 2ctm. Höhe trägt. Das Blech an jedem Zinkcylinder wird von aussen gegen den Rand des Kohlencylinders des folgenden Elementes gegengelegt und durch eine mit einem Schlitz zum Durchlassen des Drathes versehene Klemmschraube *k* von starkem Kupferblech, von der Gestalt der Fig. 384, gegen den Kohlencylinder gegengedrückt. Das Kupferblech am Zinkcylinder lässt sich sehr leicht reinigen. — Man kann vermittelst dieser Methode sehr schnell eine sichere Verbindung zwischen den einzelnen Elementen herstellen, und dieselbe wieder lösen.

Fig. 384.



23. Zu Thl. I, §. 160 Thomsen's Element. Thomsen[1]) setzt ein Element aus Kupfer in verdünnter Schwefelsäure ($^1/_4$) und Kohle in einem Gemenge von zweifach chromsaurem Kali, Schwefelsäure und Wasser zusammen. Die Indifferenz des Kupfers gegen die dasselbe umgebende Säure vor dem Schliessen der Kette und die Geruchlosigkeit sollen das Element empfehlen; indess ist die elektromotorische Kraft nur $^9/_{10}$ von der des Daniell'schen Elementes.

24. Zu Thl. I, §. 161. Kette mit schwefelsaurem Bleioxyd. Worlée[2]) füllt die Thonzellen nach Becquerel's Vorgang mit einem Gemenge von schwefelsaurem Bleioxyd. Er fügt dazu $^1/_8$ Volumtheile Kochsalz, senkt eine Bleiplatte hinein und umgiebt das Ganze in einem Glase mit einem Zinkcylinder. Als erregende Flüssigkeit wendet er beiderseits concentrirte Kochsalzlösung an. Das Kochsalz, welches dem Bleisulfat zugesetzt wird, dient dazu, das reducirte Blei locker zu erhalten, dass man es leicht entfernen kann.

25. Zu Thl. I, §. 167. Gyrotrop. Bothe hat einen recht bequemen Apparat zu verschiedenartigen Combinationen mehrerer Elemente neben oder hintereinander[3]) beschrieben.

[1]) J. Thomsen, Pogg. Ann. Bd. CXI, S. 192. 1860.* — [2]) Worlée, Dingl. Journ. Bd. CLXIII, S. 108. 1862.* — [3]) Bothe, Pogg. Ann. Bd. CIX, S. 383. 1860.*

26. Zu Thl. I, §. 184. Veränderung des Platins als Elektrode. Platinplatten, welche in verdünnter Schwefelsäure, Salpetersäure, Essigsäure, Weinsäure, in Lösungen von Alkalisalzen als positive Elektrode gedient haben, erlangen dadurch die Fähigkeit, die langsame Verbrennung des Knallgases zu Wasser, viel schwächer auch die Verbindung von Stickoxyd und Wasserstoff oder Stickstoff und Wasserstoff einzuleiten. Als negative Electrode erlangen sie diese Eigenschaft viel schwächer. Sie bewahren sie selbst nach dem Abwaschen mit Wasser, Abtrocknen und schwachem Glühen und nach längerem Verweilen in sauren und alkalischen Lösungen. Geringe Beimengungen, namentlich von ölbildendem Gas und auch von Kohlensäure, Schwefel- und Phosphorwasserstoff, Schwefelkohlenstoff und Aether zum Knallgase verzögern die Wirkung. Dieselbe scheint nur durch eine Reinigung der Platten von den ihnen anhängenden Oberflächenschichten vermittelst der Elektrolyse bedingt zu sein, da man den Platten die gleiche Eigenschaft auch durch mechanische Reinigung ertheilen kann. Gold- und Platinplatten verhalten sich ähnlich [1]).

27. Zu Thl. I, §. 200. Elektrolyse geschmolzener Stoffe. Das Magnesium lässt sich sehr bequem in kleineren Mengen darstellen, indem man in das Rohr einer irdenen Pfeife einen Eisendrath einschiebt, so dass er noch 1 bis 2 Linien in den Kopf derselben hineinragt. Man schmilzt in dem Kopfe ein Gemenge von gleichen Gewichten Chlorkalium und Chlormagnesium und senkt in dasselbe ein Stück Bunsenscher Kohle, welche mit dem positiven Pol der Säule verbunden ist, während der Eisendrath als negative Elektrode dient. Das sich an letzterem bildende Magnesium ist schwerer als die geschmolzene Salzmasse und setzt sich daher an dem unteren Theil des Pfeifenkopfes ab.

Kalium erhält man am besten bei der Elektrolyse von Cyankalium, wobei man eine dünne Kohlenplatte als positive, ein zugespitztes Graphitstäbchen (aus einem Bleistift) als negative Elektrode einer Säule von 3 bis 4 Bunsenschen Elementen benutzt. Die Hitze wird so gemässigt, dass die Oberfläche des Salzes erstarrt, so dass das reducirte Metall mit der Luft nicht in Berührung kommt [2]).

Bei der Zersetzung von geschmolzenem Borax erhält man an der positiven Elektrode Sauerstoff, an der negativen Kügelchen von Natrium, welche verbrennen, und secundär reducirtes Bor. — Ebenso zeigt sich das Radical der Säure anderer geschmolzener alkalischer Salze secundär an der negativen Elektrode [3]).

Salicin zerfällt durch einen Strom von 400 Elementen zuerst in Zucker und Saligenin, welches sodann zu salicyliger und Salicylsäure oxydirt wird; Picrotoxin bleibt unverändert, krystallisirte Essigsäure zersetzt sich sehr langsam unter Absonderung von Kohle; absoluter Alkohol

[1]) Faraday, Ex. Res. Ser. VI.* — [2]) Linnemann, Erdmann's Journ. Bd. LXXIII, S. 415; Bd. LXXIV, S. 185. 1858.* — [3]) Girardin, Compt. rend. T. LIII, p. 727. 1861.*

und Aether, Terpentinöl, Valeriansäure, Borsänreanhydrid, Schwefelkohlenstoff, Amylalkohol zeigen keine Wirkung; Kieselsäure, pulverförmig in einem Platintiegel erhitzt, zeigt nach Einwirkung des Stromes ein Verpuffen, und der Boden des Tiegels, welcher als negative Elektrode dient, wird durchbohrt, vermuthlich durch Bildung von Silicium. Trockenes Antimonoxyd und Antimonoxychlorid zersetzt sich nicht, wohl aber Zinkoxyd (bei starker Wärme) und Schwefelantimon (unter Absatz von Schwefel an der positiven Elektrode); Realgar nur bei Anwendung von 260 Elementen; die Producte Schwefel und Arsen verbrennen [1]).

Auch geschmolzene Legirungen sollen in Folge eines elektrolytischen Processes beim Durchleiten des Stromes unhomogen werden. So wird nach Girardin [2]) Schnellloth (Zinn und Blei) an der positiven Elektrode nach dem Erkalten brüchig, an der negativen weich.

Natrinmamalgam soll an der positiven Elektrode nach dem Durchleiten des Stromes nicht mehr Wasser zersetzen, wohl aber an der negativen.

Eine Legirung von Kalium und Natrium soll beim Durchleiten des Stromes an beiden Elektroden fest werden. — Bei geringen Beimengungen eines Metalles A zu einem Metall B soll ersteres stets zur negativen Elektrode sich begeben (z. B. bei Amalgamen von Gold oder Wismuth).

Einen ähnlichen Process hat man znr Reinigung des Eisens anzuwenden versucht, indem man z. B. Eisenstäbe, wie sie zur Stahlfabrikation gebraucht werden, in Holzkohlen- und Kalkpulver mit Zusatz von Zinkfeilen einlegt, zum Dunkelrothglühen erhitzt und dann einen Strom hindurchleitet [3]). Zur Läuterung von Gussstahl soll hierbei das Metall in Fluss gebracht werden, und der Strom bis zum Erkalten hindurchgeleitet werden. — Nach Winkler würde man dabei als positive Elektrode ein Eisen- oder Manganerz, als negative Kohle anwenden. An ersterer sollten die oxydirbaren Bestandtheile des Eisens, Schwefel, Kiesel, Phosphor, oxydirt werden. — In ähnlicher Weise sollten aus Blei, Zink, Kupfer alle oxydirbaren Bestandtheile abgeschieden werden. — Winkler [4]) schlägt vor, die auf dem Eisen im Hohofen schwimmende Schlacke mit dem positiven, das Eisen unter derselben mit dem negativen Pol der Säule zu verbinden. Dann würde auch secundär die Wirkung der am Eisen abgeschiedenen Ionen der Schlacke seine Reinigung bewirken können.

28. Zu Thl. I, §. 197, 206, 207. Elektrolyse von Kupferlösungen. Giebt man bei der Zersetzung von Lösungen von schwefelsaurem Kupferoxyd der negativen Elektrode eine sehr grosse Oberfläche, so findet auf derselben ein geringerer Absatz von Kupfer statt, als auf einer kleinen Elektrode [5]). Die Ursache liegt in einer Auflösung von Kupfer in

[1]) Tichanowitsch (und Lapschin), Chem. Centralbl. 1861. Nr. 38. S. 613.* Bullet. de St. Petersbourg T. IV, p. 80. — [2]) Girardin, Compt. rend. T. LIII, p. 727. 1861.* — [3]) Wall und Black, Dingl. Journ. Bd. CXXIX, S. 420. 1853;* vergl. auch Fleury, ibid. Bd. CLXII, S. 314. 1861.* Winkler, ibid. Bd. CLXI, S. 305. 1861.* — [4]) Ibid. Bd. CLXIII, S. 188. 1862.* — [5]) Jacobi, Bullet. de St. Petersbg T. IX, p. 333. 1855.*

der Lösung unter Bildung von Oxydulsalz, wenn das Kupfer in geringer Dichtigkeit an der Elektrode erscheint. Bei vollkommen neutralen Lösungen, die z. B. längere Zeit mit Kupferoxyd digerirt und so concentrirt sind, dass sich während der Elektrolyse keine freie Säure bildet, zeigt sich nach Dupré[1]) diese Anomalie nicht. — In ähnlicher Weise löst auch Lösung von Kupfervitriol langsam schon bei gewöhnlicher Temperatur geringe Kupfermengen auf. Es ist daher durchaus kein Grund vorhanden, diese Erscheinung von einer besonderen, metallischen Leitung des Stromes durch die Lösung abzuleiten. — Um den hieraus entstehenden Fehlerquellen bei der Messung der Stromintensität mit Hülfe eines Kupfervitriolvoltameters zu entgehen, schlägt Jacobi vor, als Maass der Stromintensität die an der positiven Elektrode gelöste Kupfermenge zu verwenden. Da indess auch an dieser secundär Kupfer aufgelöst werden könnte, ist es nach Perrot[2]) zweckmässiger, in dem Voltameter zwei gleich grosse Kupferplatten als positive und negative Elektrode zu verwenden, und als Maass der Intensität das Mittel aus dem Gewichtsverlust der ersteren und dem Gewinn der letzteren zu nehmen. Indess dürften auch hier in Folge der molecularen Verschiedenheiten zwischen dem an der negativen Elektrode elektrolytisch abgeschiedenen Kupfer und dem Kupfer der positiven Elektrode kleine Fehler unvermeidlich sein. Bei Anwendung des Silbervoltameters dürften dieselben umgangen werden.

Die von mir (Thl. I, § 207) beobachtete Verunreinigung des aus essigsaurem Kupferoxyd niedergeschlagenen Kupfers mit Kupferoxyd oder Kupferoxydul ist von Dupré auch bei der Zersetzung von Lösungen von ameisensaurem, weinsteinsaurem, apfelsaurem, auch von verdünnten Lösungen von salpetersaurem Kupferoxyd beobachtet worden.

29. Zu §. 208. Kupferrothes Blei. Bei der Elektrolyse einer Auflösung von reinem salpetersaurem Bleioxyd färben sich zuweilen nach mehrstündigem Hindurchleiten des Stromes die an der negativen Elektrode abgeschiedenen Bleiblättchen kupferroth, sowohl in heissen wie in kalten, in sauren wie in neutralen Lösungen, bei starken und schwachen Strömen, ohne dass jedoch die ganze abgeschiedene Bleimasse roth würde. Die genaueren Bedingungen der Erscheinung sind noch nicht festzustellen. Auch beim Waschen mit Wasser und Alkohol und beim Trocknen an der Luft bewahren die Bleiblätter ihre Kupferfarbe und ihren Glanz. In luftfreiem Wasserstoffgas bleiben sie bis über 200° unverändert. In Eisenchloridlösung werden sie bleigrau. Die Blätter sind vielleicht eine allotrope Modification des Bleies, vielleicht auch ein Wasserstoffblei[3]).

30. Zu Thl. I, §. 209. Elektrolyse einer Lösung von kieselsaurem Kali. Lösung von kieselsaurem Kali, in einem durch ein porö-

[1]) Dupré, Arch. T. XXXV, p. 99. 1857.* — [2]) Perrot, Compt. rend. T. XLIX, p. 37. 1859;* Archives N. S. T. V, p. 267.* — [3]) Wöhler, Ann. der Chem. und Pharm. Supplementbd. II, S. 135. 1862.*

ses Diaphragma getheilten Gefässe elektrolysirt, setzt an der positiven Elektrode glasartige und opalisirende Kieselsäure ab, welche getrocknet Glas ritzt und in kleine Stücke zerfällt. Sie enthält 13,02% Wasser, während das Hydrat SiO_3, HO 16,2% Wasser enthält [1].

Dieselbe Lösung, mit einer positiven Elektrode von Aluminium zersetzt, giebt an derselben einen glasigen Absatz, der beim Trocknen zerfällt und selbst Quarz ritzt. Er enthält 69,7% Thonerde, 12,3% Kieselsäure, 18% Wasser, und ist vielleicht ein Gemenge von Kieselsäurehydrat und Thonerdehydrat (Al_2O_3, HO).

31. Zu Thl. I, §. 213. Reduction von Eisen, Nickel, Kobalt u. s. f. aus Lösungen. Aus concentrirten Lösungen von reinem schwefelsaurem Eisenoxydul hat Stammer [2] unter Anwendung einer Kupferplatte als negative, einer Platte von Schmiedeeisen als positive Elektrode bei einer gewissen Stromesdichtigkeit feste, silberweisse Platten von Eisen erhalten, die sich vollständig nach der negativen Electrode abformten. Der durch Säuren aus diesem Eisen entwickelte Wasserstoff war geruchlos; enthielt aber sehr geringe Mengen Kohlenstoff. Bei anderen Stromesdichtigkeiten erhielt Stammer ein schwammiges Eisen. Ebenso hat Krämer [3] aus Eisenchloridlösung nur schwammiges, bleigraues Eisen erhalten, welches sich leicht zusammenpressen lässt.

Feste Eisenmassen erhält man nach Böttger [4] auch, wenn man eine Lösung von 2 Gewichtstheilen Eisenvitriol und 1 Gewichtstheil Salmiak unter Anwendung einer positiven Elektrode von Eisen elektrolysirt. Man erhält dieselben schon beim Einsenken eines Zinkstabes in die erhitzte Lösung. Die Massen schliessen sich genau der Form der negativen Elektrode an und sind sehr spröde. Sie enthalten immer eine kleine Quantität Stickstoff (über $1^1/_2$ Proc.).

Wird bei der Zersetzung einer salmiakhaltigen Eisenlösung der Strom sehr dicht genommen, wendet man also eine kleine negative Elektrode (einen Drath) an, so entwickelt sich Wasserstoff, und man kann das reducirte Metall schwammig erhalten. Es haucht dann noch lange nach dem Trocknen Ammoniak aus und entwickelt, in Wasser geschüttet, Wasserstoffgas. Die Verbindung würde den Nitrogureten Grove's (§. 211) nahe stehen. Meidinger [5] hält sie für Ammoniumeisen. Der Eisenniederschlag würde indess höchstens $1^1/_2$ Procent Ammonium enthalten.

Aus ammoniakalischer oder alkalischer Lösung von Chlorkobalt erhält man durch schwache Ströme weissglänzendes metallisches Kobalt. Man muss hierbei durch Zusatz von Ammoniak oder Anwendung einer positiven Elektrode von Kobalt die Lösung neutral erhalten [6].

---

1) Becquerel, Compt. rend. T. LIII, p. 1196. 1861.* — 2) Stammer, Dingl. Journ. Bd. CLXI, S. 303. 1861.* — 3) Krämer, Dingl. Journ. Bd. CLX, S. 444. 1861.* — 4) Böttger, Pogg. Ann. Bd. LXVII. S. 117. 1846.* — 5) Meidinger, Dingl. Journ. Bd. CLXIII, S. 283. 1862.* — 6) Becquerel und E. Becquerel, Compt. rend. T. LV, p. 18. 1862.*

Ebenso erhält man aus ammoniakalischer Nickellösung Nickelmetall von glänzend weissgrauer, schwach gelblicher Farbe. Man kann so diese Metalle in Form von Medaillen u. s. f. erhalten. Da eine Analyse nicht angestellt ist, so könnten auch diese Niederschläge Stickstoff enthalten.

Aus einer sehr concentrirten, neutralen Goldchloridlösung erhält man mit einer positiven Elektrode von Gold bei sehr wenig dichten Strömen ebenfalls solides Gold in der Form der negativen Elektrode. Es bedarf also nicht alkalischer Lösungen zur Abscheidung desselben in dieser Form (Tbl. I, §. 226). Dasselbe Verhalten zeigt Silber. Platin erhält man schwierig massiv, und zwar nur aus ganz neutralen und concentrirten Salzlösungen.

32. Zu Thl. I, §. 216. **Elektrolyse von Albuminlösungen.** Albumin wird aus sauren Lösungen an der negativen, aus alkalischen an der positiven Elektrode abgeschieden, jedoch nur, wenn die Lösungen keinen Ueberschuss an Säure oder Alkali enthalten. Aus Hühnereiweiss scheidet sich das Eiweiss coagulirt an der positiven Elektrode ab; an der negativen fällt gallertartiges Alkalialbuminat. Aus vollkommen neutralisirtem Blutserum fällt das Albumin an der positiven Elektrode. Aus Albuminlösungen, welche schwefelsaure, phosphorsaure, salpeter- und chlorwasserstoffsaure Salze enthalten, scheidet sich das Albumin viel massenhafter, aus solchen, die kohlensaure oder kaustische Alkalien enthalten, nur langsam ab [1]).

33. Zu Thl. I, §. 217. **Elektrolytische Bildung von Siliciumwasserstoff.** Wird kieselhaltiges Aluminium in Lösungen von Kochsalz, Chlorammonium, Mangan- oder Eisenchlorür, auch Chloraluminium und Salzsäure als positive Elektrode verwendet, so löst es sich auf, und es entweicht an demselben Wasserstoffgas, welches mit selbstentzündlichem Siliciumwasserstoff gemengt ist.

Jedenfalls ist hier die Entwickelung der beiden Gase eine secundäre; es ist die an der negativen Elektrode entwickelte Wasserstoffmenge viel (etwa 4mal) grösser als die an der positiven Elektrode entwickelte, auch löst sich an letzterer mehr als die äquivalente Menge Aluminium auf, vermuthlich in Folge der Bildung eines basischen Chloraluminiums, indem ein Theil des Aluminiums gleichzeitig mit der elektrolytischen Bildung des Aluminiumchlorürs Wasser zersetzt unter Bildung von Thonerde und Wasserstoff. Das dem Aluminium beigemengte Silicium bildet dann ebenfalls zum Theil Siliciumwasserstoff; ein anderer Theil desselben fällt neben der gelösten Elektrode zu Boden [2]).

---

[1]) **Golding Bird**, Erdmann's Journ. Bd. X, S. 310. 1837;* **Wittich**, Erdm. Journ. Bd. LXXIII, S. 18. 1858;* vergl. auch **Brande**, Phil. Trans. 1809. S. 373; Gilb. Ann. Bd. LXIV, S. 348. — [2]) **Wöhler und Buff**, Ann. der Chem. und Pharm. Bd. CIII, S. 218. 1857.*

34. Zu Thl. I, §. 219. Elektrolyse von Salpetersäure mit Alkohol. In einem Gemenge von Salpetersäure und Alkohol wird nur die erstere durch den Strom zersetzt. Der Sauerstoff wird vollständig absorbirt. An der positiven Elektrode bildet sich Aldehyd und Essigäther und vielleicht Ameisenäther; an der negativen Elektrode erscheint kein Gas; es bildet sich Ammoniak und zusammengesetzte Ammoniakarten [1]).

35. Zu Thl. I, §. 232. Elektrolyse gemischter Lösungen. Will man aus einer Lösung ein messingähnliches Gemisch reduciren, so verwendet man in einer Cyankaliumlösung als positive Elektrode Kupfer, bis sich von demselben so viel gelöst hat, dass an der negativen Elektrode Kupfer erscheint. Nun ersetzt man die Kupferelektrode durch eine Zinkelektrode, bis an der negativen Elektrode sich ein Messingniederschlag von der richtigen Farbe zeigt. Dann ersetzt man die positive Elektrode durch ein Messingblech.

Aehnlich kann man Goldkupfer- und Goldsilbermischungen niederschlagen [2]).

36. Zu Thl. I, §. 185, 186, 220. Bewegungen des Quecksilbers und geschmolzener Metalle als Elektrode. Analog wie ein Quecksilbertropfen in verdünnter Säure oder Alkalien, durch welche ein Strom geleitet wird, verhält sich nach Gore [3]) auch geschmolzenes Wismuth oder Zinn, welches mit einer Schicht von geschmolzenem Chlorzink oder Cyankalium bedeckt ist. Die geschmolzene Salzmasse bewegt sich von der negativen zur positiven Elektrode im ersteren, umgekehrt im zweiten Falle.

Lässt man ebenso auf geschmolzenem Cadmium, Blei, Zinn ein Stückchen Cyankalium schmelzen, und dient das Metall als negative Elektrode, während die positive in das geschmolzene Salz taucht, so bemerkt man eine Ausbreitung des letzteren von der positiven Elektrode aus. — Auch über das Verhalten der Quecksilbertropfen in Lösungen hat Gore viele Versuche angestellt, die den schon l. c. mitgetheilten analog sind [4]).

Diese Bewegungen können sogar zur Entstehung von Tönen Veranlassung geben. Gore [5]) umgab in einem kreisförmigen Gefäss von Glas oder Guttapercha eine kreisförmige Masse von Quecksilber von 1 bis 3 Zoll Durchmesser mit einem Ringe von Quecksilber von $1/8$ bis $1/4$ Zoll Breite. Das Ganze wurde etwa $1/2$ Zoll hoch mit einer nicht allzu concentrirten Lösung von Cyankalium [besser noch einer Lösung von 1 Theil Cyansilber und 10 Theilen Kalihydrat in 132 Theile wässeriger Blausäure ($1/5$)] bedeckt, und sodann die mittlere Quecksilbermasse mit dem positiven, die ringförmige Masse mit dem ne-

[1]) D'Almeida und Dehérain, Compt. rend. T. LI, p. 214. 1860.* — [2]) Jacobi, Pogg. Ann. Bd. LXII, S. 230. 1844.* — [3]) Gore, Phil. Mag. [4] Vol. XIX, p. 149. 1860. — [4]) Aehnliche Beobachtungen wie die §. 185, 186 und 221 erwähnten sind auch von Wright (Phil. Mag. [4] T. XIX, p. 129. 1860*) angestellt worden. — [5]) Gore, Phil. Mag. [4] Vol. XXII, p. 555. 1861;* Vol. XXIV, p. 401 und 403. 1862;* Stokes, ibid. p. 404.*

gativen Pol einer Säule (zwei Grove'schen Elementen) verbunden. Sogleich zeigten sich scharfe Erhebungen und Windungen auf dem Ringe, die sich gegen die Mitte des Gefässes hinbewegten und zugleich zur Bildung eines Tones Veranlassung gaben, der bald aufhörte, indess bei zeitweiliger Umkehrung des Stromes und nachheriger Wiederherstellung seiner Richtung wieder hervortrat. Mit Zunahme des Widerstandes des Schliessungskreises bei mehreren kleineren Elementen wurden bei sonst gleichen Verhältnissen die Schwingungen breiter, der Ton tiefer; ebenso wenn in den Schliessungskreis eine Inductionsspirale eingeschaltet war; sie wurden enger, der Ton höher, wenn dieselbe mit einer in sich geschlossenen zweiten Spirale umgeben wurde. Gore glaubt hieraus ableiten zu können, dass der galvanische Strom aus elektrischen Vibrationen oder successiven Impulsen bestehe.

Es liegt indess viel näher, die Erscheinungen in der Weise zu deuten, dass, wenn durch die elektrolytischen Processe die Adhäsionsverhältnisse zwischen dem Quecksilber und dem Elektrolyt geändert werden, und das Quecksilber dadurch seine Gestalt verändert, der Leitungswiderstand des Schliessungskreises sich vermehrt. Je grösser hierbei die Verminderung der Stromintensität ist, und je schneller sie erfolgt, desto schneller wird das Quecksilber seine frühere Gestalt wieder annehmen, desto schneller werden also die Vibrationen erfolgen; so also wenn der Gesammtwiderstand des Schliessungskreises klein ist; ferner in dem Fall, dass bei der Veränderung des Widerstandes bei der Bewegung des Quecksilbers Inductionsströme im Schliessungskreise auftreten, die dem ursprünglichen Strom gleichgerichtet sind, also seine Schwächung langsamer erfolgt, wenn durch eine die Inductionsspirale umgehende geschlossene Nebenspirale der Verlauf der Inductionsströme verzögert wird. Die analogen Verhältnisse ergeben sich dann auch beim Einlegen eines Eisenkernes in die Inductionsspirale u. s. f.

37. Zu Thl. I, §. 243 bis 248. Elektrische Endosmose. Neuerdings haben Kühne[1]) und du Bois-Reymond[2]) die Fortführung der Flüssigkeiten durch den galvanischen Strom (elektrische Endosmose oder, nach du Bois-Reymond, die kataphorische Wirkung des Stromes) auf eine eigenthümliche Weise beobachtet. Bringt man zwischen die Platinelektroden einer starken Grove'schen Säule einen Muskel, so contrahirt er sich zuerst, sodann zeigt er wellenartige, schnell gegen die negative Elektrode fortschreitende Verdickungen und endlich an letzterer eine dauernde Anschwellung, welche beim Oeffnen des Stromes von derselben zurückweicht und bei Umkehrung des Stromes sich zur entgegengesetzten Elektrode bewegt. Diese Erscheinung ist durch die Fortführung der Flüssigkeit im Muskel in der Richtung des positiven Stromes bedingt.

---

[1]) Kühne, Reichert und du Bois-Reymond, Archiv. 1860. S. 542. — [2]) Du Bois-Reymond, Monatsber. der Berl. Akad. 1860. 20. Dec. S. 885.*

Zugleich treten dann noch Veränderungen der Muskelsubstanz an den Elektroden durch die elektrolytischen Processe ein.

In ähnlicher Weise hat du Bois-Reymond an einem zwischen die Elektroden gebrachten Eiweisscylinder eine Anschwellung an der negativen und eine Zusammenschnürung an der positiven Elektrode beobachtet, so dass der Cylinder in gewissen Fällen die Gestalt eines abgestumpften, an der kleineren Grundfläche wie eine Rakete gewürgten Kegels annimmt. Auch wenn der Cylinder zwischen Papierbäuschen als Elektroden liegt, die mit Flüssigkeiten getränkt sind, welche den Strom besser leiten als die Flüssigkeit im Eiweiss, zeigt sich die analoge Erscheinung (vergl. das Nähere in dem Nachtrag zu §. 296).

Die bisherigen Versuche über die Fortführung der Flüssigkeiten durch den galvanischen Strom hatten nur bei Anwendung von porösen Wänden zu positiven Resultaten geführt; dagegen war es bei Anwendung von Röhren, welche mit Flüssigkeiten gefüllt waren, beim Hindurchleiten eines galvanischen Stromes noch nicht gelungen, die Fortführung zu zeigen. Dennoch glaubte ich bei meinen Untersuchungen über diesen Gegenstand die porösen Wände nur als Systeme enger Röhren ansehen zu können, und die negativen Resultate auf die geringe Elektricitätsmenge schreiben zu dürfen, welche durch die benutzten galvanischen Ströme durch die Flüssigkeiten geführt wird. Diese Annahme war um so sicherer, als schon Armstrong[1]) eine Bildung eines continuirlichen Wasserstromes ohne poröse Wand unter Einfluss des Stromes einer Dampfelektrisirmaschine wahrgenommen hatte.

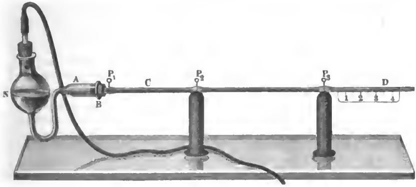
Er verband nämlich zwei mit Wasser gefüllte Spitzgläser, die in einem Abstand von 0,4 Zoll von einander aufgestellt waren, durch einen feuchten Seidenfaden. Bei Verbindung des einen Glases mit dem negativelektrischen Kessel, des anderen mit der Erde, strömte zuerst das Wasser über den Faden hinweg in Gestalt einer Wassersäule in der Richtung des positiven Stromes, während bald der Seidenfaden in das mit der Erde verbundene Glas, also in entgegengesetzter Richtung hinübergezogen wurde. Dann blieb das Wasser einige Secunden, bei anderen Versuchen sogar einige Minuten in Gestalt eines Bogens zwischen beiden Gläsern ausgestreckt. In dieser Zeit konnte indess keine Volumänderung der Flüssigkeit in den Gläsern wahrgenommen werden. Wurden Staubtheilchen auf die Oberfläche des Wassers gestreut, so zeigten diese einen doppelten Strom in demselben an, einen äusseren vom positiven zum negativen Glase, und einen inneren in umgekehrter Richtung[2]).

---

[1]) Armstrong, Phil. Mag. [3] Vol. XXIII, p. 199. 1843;* Pogg. Ann. Bd. LX, S. 355.* — [2]) Wenn Matteucci (Compt. rend. T. LI, p. 914. 1860*) die elektrische Endosmose nur als eine gewöhnliche Endosmose betrachtet, welche secundär durch die chemischen Veränderungen der Flüssigkeiten zu beiden Seiten des Diaphragmas hervorgerufen wird, die beim Hindurchleiten des Stromes durch Abscheidung von Alkalien und Säuren oder Gasen auftreten, so ist diese Annahme mit Hinblick auf die Gesetze der elektrischen Endosmose durchaus unhaltbar. Auch würde dann bei plötz-

Neuerdings hat Quincke [1]) diese Annahme bestätigt, indem er gezeigt hat, dass nicht nur bei Anwendung schwächerer Ströme von Reibungselektricität, sondern auch bei Anwendung von galvanischen Säulen von sehr grosser elektromotorischer Kraft in Capillarröhren die Ueberführung nach denselben Gesetzen erfolgt, welche ich für die porösen Wände gefunden. — Ein Glasrohr CD (Fig. 385), in welches bei P_1, P_2, P_3 Platindräthe eingeschmolzen waren, und das in einem Behälter ABN eingesetzt war,

Fig. 385.



diente zu vielen Versuchen. Das Glasrohr musste ans möglichst gut isolirendem Glase bestehen und sehr sorgfältig vor jedem Versuch durch Einsenken in concentrirte Schwefelsäure und Salpetersäure und Hindurchsaugen von heissem destillirten Wasser gereinigt und unter destillirtem Wasser aufbewahrt werden. Das Wasser löst mit der Zeit an den Wänden des Rohres etwas Glas auf und sein specifischer Widerstand nimmt ab, wodurch die Verhältnisse geändert werden können; deshalb muss auch das Rohr vor den Versuchen jedesmal durch Hindurchsaugen von frischem Wasser von Neuem gereinigt werden. — Stellt man das Rohr nun schwach geneigt auf, drückt vermittelst Einblasen in den an dem Behälter ABN angesetzten Kautschukschlauch das in letzterem befindliche Wasser in das Rohr CD hinein, bis es ein constantes Niveau angenommen hat, und verbindet zwei der Platindräthe P, sei es mit den Belegungen einer geladenen Leydener Flasche, sei es mit dem Conductor und dem Reibzeug einer in Thätigkeit befindlichen Elektrisirmaschine, so bewegt sich das Wasser im Sinne des positiv-elektrischen Stromes im Rohre, und man kann sein

licher Umkehrung der Richtung des galvanischen Stromes nicht plötzlich die Wanderung der Flüssigkeit sich gleichfalls umkehren. Wenn Matteucci bei grösseren Abständen der Elektroden von der porösen Wand eine schwächere Bewegung der Flüssigkeit bemerkt hat, so liegt dies nur in der von ihm nicht beachteten, hierbei erfolgenden Vermehrung des Widerstandes und Schwächung der Stromintensität im Schliessungskreise. — [1]) Quincke, Pogg. Ann. Bd. CXIII, S. 513. 1861.*

Ansteigen oder Sinken in demselben durch ein Mikroskop oder die Theilung bei *D* beobachten.

Bei Anwendung einer Leydener Batterie ergab sich, dass die Steighohe des Wassers proportional der (durch eine Lane'sche Maassflasche gemessenen) Elektricitätsmenge in der Batterie, die Dauer des Ansteigens unabhängig von derselhen ist. Ferner ist die Steighöhe unabhängig von der Oberfläche der Batterie; die Dauer des Ansteigens nimmt mit derselben ab. Die Steighöhe ist auch proportional der Länge der von der Elektricität durchströmten Flüssigkeitsstrecke. — Wird der Querschnitt des Rohres zwischen den Elektroden durch Einschieben eines Glasstäbchens vermindert, so wächst dabei unter sonst gleichen Umständen die Steighöhe sehr schnell. Als z. B. die Querschnitte des Rohres mit und ohne Glasstab sich wie 1 : 2,765 verhielten, standen die Steighöhen im Verhältniss von 16,17 : 1. Diese Zunahme scheint von der Quantität und Dichtigkeit der durch das Rohr fliessenden Elektricität unabhängig zu sein. — Man muss hierbei vermeiden, dass an dem freien Ende der Flüssigkeit gleichfalls der Querschnitt des Rohres verändert wird, da sonst der die Flüssigkeit begränzende Meniskus und so auch der mechanische Widerstand gegen die Bewegung sich ändert.

Bei gleichem Querschnitt (bei einem leeren Rohre und einem weiteren Rohre mit eingelegtem Glasstabe) nimmt die Ueberführung mit wachsender Oberfläche der Röhrenwand sehr bedeutend zu. — Mit wachsendem Widerstande des Schliessungsbogeus der Batterie (bei Einschaltung von Wassersäulen), also mit wachsender Entladungszeit, nimmt die Steighöhe hauptsächlich bei grösseren Widerständen und namentlich auch die Schnelligkeit des Ansteigens ab. — Da nun durch Verlängerung und Verengung des Rohres zugleich die Entladungszeit zunimmt, so kann hierdurch die Steighöhe nicht beliebig vergrössert werden. — Reiner und wasserhaltiger Alkohol zeigen dieselben Gesetze des Ansteigens, steigen aber stärker an als Wasser, dagegen nimmt bei Zusatz von Säuren und Kochsalz zum Wasser die Leitungsfähigkeit desselben zu und zugleich die Steighöhe ab.

Aehnliche Resultate wurden erhalten, als durch den Apparat der Strom von 40 oder 80 zur Säule verbundenen Grove'schen Elementen geleitet wurde. Es ergab sich die Steighöhe unter sonst gleichen Verhältnissen jedesmal proportional der Stromintensität und bei verschiedener Länge der Flüssigkeitsstrecke proportional der elektromotorischen Kraft der Kette. Bei Röhren von verschiedenem Durchmesser (0,376 bis $1{,}99^{mm}$) war hei gleicher elektromotorischer Kraft die Steighöhe nahezu proportional dem Quadrat des Röhrendurchmessers. — Wird aber der Querschnitt der Röhren durch Einlegen von Glasstähen verkleinert, so folgt wiederum wie oben, dass hei gleichem Querschnitte die Steighöhe mit der Zunahme der Grösse der inneren Röhrenoberfläche wächst.

Wurde die Glasröhre, in welcher der Strom durch die Flüssigkeit circulirte, innen mit sehr verdünnter Schellacklösung henetzt und sodann getrocknet, so dass die Röhrenwand aus Schellack gebildet war, und an

das Ende des Rohres vermittelst eines Korkes ein nicht verändertes Glasrohr gesetzt, in welchem sich das Ende des in den Röhren befindlichen Wasserfadens bewegte, so war die Ueberführung des Wassers bedeutender, als wenn der Schellacküberzug fortfiel. Wird die Röhre mit einem lockeren Silberüberzug versehen, so findet die Fortführung langsamer statt. — Aehnliche Beobachtungen kann man anstellen, wenn man den Thoncylinder des Thl. I, §. 244 beschriebenen Apparates mit ätherischer Aetherinchlorplatinlösung tränkt und glüht.

Bei Auflösung geringer Mengen von schlecht leitenden Stoffen, z. B. vom Glase der Röhre im Wasser ändert sich die Steighöhe kaum; während bei Zusatz sehr gut leitender Körper, z. B. von 0,1 Proc. Kochsalz oder 0,04 Proc. Schwefelsäure zum Wasser das Ansteigen nicht mehr wahrzunehmen ist.

Die bisher aufgestellten Gesetze entsprechen völlig den von mir gefundenen, wenn man den Widerstand w der Flüssigkeitssäule im Glasrohr als sehr bedeutend ansieht gegen den übrigen Widerstand der Schliessung. Ist dann E die elektromotorische Kraft der Säule, so ist die Stromintensität $I = \frac{E}{w}$, und die Höhe des Ansteigens nach meinen Versuchen $h = const.\ I\,.\,w = const.\ E$; sie ist also unabhängig von der Länge und dem Widerstande der Flüssigkeit und nur der elektromotorischen Kraft proportional.

Die Ueberführungen der Flüssigkeit, sowohl durch poröse Thonwände, wie in Röhren gelingt auch durch den Strom des Ruhmkorff'schen Inductionsapparates.

Während die bisher genannten Flüssigkeiten eine Bewegung in der Richtung des positiven Stromes zeigen, hat Quincke bei einer gewissen Sorte von reinem absolutem Alkohol bei Anwendung constanter galvanischer Ströme eine Ueberführung im entgegengesetzten Sinn beobachtet. Die Gesetze der Ueberführung durch poröse Wände, sowie durch Glasröhren vermittelst des Entladungsstromes der Leydener Batterie stimmen im Uebrigen mit den Gesetzen der normal gerichteten Fortführung von Wasser u. s. f. vollkommen überein. Durch Zusatz von Wasser änderte sich das Verhalten des Alkohols in das normale um. Der in der Richtung des Stromes der negativen Elektricität stattfindende Flüssigkeitsstrom zeigt sich, freilich nur unter Anwendung von Reibungselektricität, in einer innen mit Schellack bekleideten oder reinen Glasröhre auch bei Terpentinöl und bei einer alkoholischen Auflösung desselben; ist die Glasröhre aber mit Schwefel bekleidet, so wandert das Oel in der Richtung des positiven Stromes. In einem Ueberführungsapparat mit Thoncylinder (vergl. Thl. I, §. 244) wird gleichfalls das Terpentinöl bei Verbindung der Platinelektroden mit den Belegungen einer Batterie im Sinne des negativen Stromes fortgeführt, und zwar ist die übergeführte Flüssigkeitsmenge proportional der in der Batterie angehäuften Elektricitätsmenge. — Wird dagegen die Glasröhre des Ueberführungsapparates

(Fig. 385) durch ein Schwefeldiaphragma unterbrochen, bestehend aus einem mit Schwefelpulver fest vollgestopften und beiderseits mit Seidenzeug geschlossenen Glasrohr von 30^{mm} Länge und $3,5^{mm}$ Durchmesser, so wandert in diesem das Terpentinöl im Sinne des positiven Stromes der Leydener Batterie.

In offenen Glasröhren zeigt Schwefelkohlenstoff durch den Strom der Leydener Flasche meist die normale Ueberführung; nur bei einer Glassorte die anomale. Bei Thondiaphragmen zeigt er keine Ueberführung. Ebensowenig war dieselbe überhaupt bei Steinöl, Aether, Knochenöl wahrzunehmen.

---

38. An die Erscheinungen der elektrischen Ueberführung der Flüssigkeiten knüpft sich ein anderes, erst neuerdings vollständiger untersuchtes Phänomen an; nämlich die Bewegung von Theilchen, welche in den Flüssigkeiten suspendirt sind.

Schon Reuss [1]) setzte in ein horizontales Prisma von feuchtem Thon zwei verticale, mit Wasser gefüllte Glasröhren ein, und bedeckte ihren Boden mit gewaschenem Sande. Beim Einsenken der Leitungsdräthe einer 74paarigen Volta'schen Säule in die Glasröhren trübte sich das Wasser des die positive Elektrode enthaltenden Glases durch Thontheilchen und der Thon bedeckte den Sand daselbst einige Linien hoch. Dagegen wurde das Wasser zu der die negative Elektrode enthaltenden Röhre übergeführt; es blieb daselbst aber klar. Auch im Wasser selbst beobachtete Reuss eine Bewegung suspendirter fester Theile in der Richtung des positiven Stromes.

Auch Faraday [2]) beobachtete eine hin- und hergehende Bewegung von suspendirten Fasern in Wasser, welches zwischen zwei nahe aneinander befindlichen Platindräthen in einer hermetisch verschlossenen Glasröhre dem Einfluss eines Stromes ausgesetzt war. Durch den Druck in der Röhre wurde die Gasentwicklung und die dadurch etwa bewirkte Strömung des Wassers fast ganz aufgehoben. Faraday schreibt diese Erscheinung auf die abwechselnden Anziehungen und Abstossungen der Fasern durch die Elektroden. Auch der oben (Seite 1080) angeführte Versuch von Armstrong (l. c.) gehört hierher.

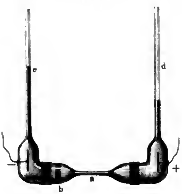
Neuerdings beobachtete Heidenhain, als er den Strom einer Säule von 16 Grove'schen Elementen durch ein Blattstück der Vallisneria der Länge nach hindurchgeben liess, bei 300maliger Vergrösserung unter dem Mikroskop, eine Anhäufung der die Zellen erfüllenden Chlorophyllkügelchen an der der positiven Elektrode zugewandten Seite der Zellen, namentlich auch, wenn nach einiger Zeit das Leben derselben ertödtet war.

---

[1]) Reuss, Mém. de la soc. imp. des natural. à Moscou T. II, p. 332. 1807. — [2]) Faraday, Exp. Res. Ser. XIII, §. 1572. 1605.*

Du Bois-Reymond[1]) hat diese Bewegung sehr deutlich an den Stärkekörnchen der Kartoffelzellen wahrgenommen. Jürgensen[2]) wies sodann diese Bewegung der in Flüssigkeiten suspendirten Theilchen nach, indem er unter das Mikroskop auf einer Glasplatte zwischen zwei Keilen von Hollundermark die zu untersuchende Flüssigkeit brachte, welche jene Keile gleichfalls erfüllte, in die Flüssigkeit (Wasser) kleine Theilchen (Carmin u. s. f.) suspendirte und die Elektroden der Säule in die Keile einsenkte. Auch der folgende, einem Apparate von Jürgensen nachgebildete Apparat kann diese Bewegung zugleich mit der Ueberführung der Flüssigkeiten zeigen. Ein Glasrohr, Fig. 386, ist bei *a* enger ausgezogen und in dasselbe bei *b* ein Pfropf von Gyps oder Thon eingesetzt. Das Rohr wird mit zwei anderen Röhren *c* und *d* verbunden, in welche die Elektroden (Platin oder Kupferdräthe) eingesenkt sind, und das Rohr mit Wasser, in dem Stärketheilchen suspendirt sind, erfüllt. Beim Durchleiten des Stromes steigt das Wasser in dem die negative Elektrode enthaltenden Schenkel, während man unter dem Mikroskop in dem engeren Theile des Rohres eine Bewegung der Stärketheilchen in der Richtung des negativen elektrischen Stromes beobachtet. Vermehrung der Leitungsfähigkeit des Wassers durch Zusatz von Salzen oder Säuren vermindert und hemmt endlich ganz die Bewegung desselben und der suspendirten Theilchen.

Fig. 386.



Quincke (l. c.) dagegen hat eine doppelte Bewegung der suspendirten Theilchen beobachtet. In die Flüssigkeit im Gefässe des Apparates Fig. 385 wurden einige Stärkekörnchen gebracht und dieselben durch Durchblasen von Luft durch das Glasrohr (von etwa 0,4^{mm} Durchmesser) aufgerührt. Nachdem die Flüssigkeit das Rohr ganz erfüllt hatte, wurde es an seinem Ende durch Wachs geschlossen, und nun durch Verbindung der eingeschmolzenen Platindräthe mit Conductor und Reibzeug einer Elektrisirmaschine ein Strom durch das Wasser im Rohr geleitet. Durch ein Mikroskop mit 30facher Vergrösserung wurde bei langsamem Drehen der Scheibe der Maschine eine Bewegung der Stärkekörnchen an der Röhrenwand im Sinne des positiven, in der Mitte der Röhre im Sinne des negativen elektrischen Stromes beobachtet. Bei schnellerem Drehen, also stär-

[1]) Du Bois-Reymond, Monatsber. der Berl. Akad. 20. Dec. 1860. S. 895.* — [2]) Heidenhain und Jürgensen, Reichert und du Bois-Reymond, Archiv 1860. p. 673.*

kerer Intensität des elektrischen Stromes, bewegen sich die mittleren Theile schneller in letzterem Sinn, und mit ihnen bewegen sich im gleichen Sinn auch die grösseren Theilchen an der Wand, während die kleineren noch in der Richtung des positiven Stromes fortschreiten. Endlich bei noch schnellerem Drehen wandern alle Stärketheilchen im Sinne des negativen elektrischen Stromes fort. Analog wirken auch (durch Unterbrechung der Schliessung durch eine Luftschicht) einseitig gerichtete Inductionsströme und constante galvanische Ströme. Beim Durchleiten der Batterieentladung durch die Röhre schreiten die Stärketheilchen erst ein wenig im Sinne des positiven Stromes fort, kehren dann plötzlich um, und fliessen schnell in der entgegengesetzten Richtung weiter.

Bei weiteren Röhren sind stärkere Stromintensitäten erforderlich, um alle Theilchen in demselben Sinne fortzutreiben; bei engeren Röhren tritt dies schon bei sehr schwachen Strömen ein.

Aehnliche Versuche stellte Quincke auch mit dem von Jürgensen angewandten Apparate an, nur dass die poröse Thonwand in demselben entfernt war.

Gerade wie Stärke verhalten sich andere in Wasser suspendirte Pulver, wie Platinmohr, fein zertheiltes Gold, Kupfer, Eisen, Graphit, Quarz, Feldspath, Braunstein, Schwefel, Schellack, Seide, Baumwolle, Lycopodium, Papier u. s. f., durch Schütteln fein vertheiltes Terpentinöl und Schwefelkohlenstoff, Gasbläschen von Sauerstoff, Wasserstoff, Luft, Elayl, Kohlensäure. Diese Gase waren in ganz enge röhrenförmige Glasfäden eingefüllt worden, die beiderseits zugeschmolzen wurden und deren eines Ende dann unter dem Wasser in dem Untersuchungsrohr abgebrochen wurde. Durch Erwärmen konnten aus den engen Röhrchen einzelne Gasblasen in den Untersuchungsapparat eingebracht werden.

In Terpentinöl bewegt sich Schwefel wie im Wasser, im Sinne des negativen Stromes, alle anderen untersuchten Stoffe (dieselben wie beim Wasser) bewegen sich dagegen im Sinne des positiven Stromes. Terpentinöltröpfchen, Gasbläschen u. s. f. in gewöhnlichem Alkohol bewegen sich im Sinne des negativen Stromes, in dem Alkohol indess, der durch den Strom in einer Glasröhre zur positiven Elektrode geführt wird, im Sinne des positiven Stromes. Dagegen wurden Quarztheilchen oder Luftbläschen in Schwefelkohlenstoff im Sinne des positiven Stromes, in der Mitte und an der Wand in einer Glasröhre fortgeführt, in der der Schwefelkohlenstoff selbst in derselben Richtung sich fortbewegte.

Die quantitativen Gesetze dieser Ueberführung wurden an dem Apparat Fig. 385 studirt, dessen Rohr zwischen den Platinelektroden einen Durchmesser von $1,89^{mm}$ hatte. Derselbe wurde mit Wasser gefüllt, das Rohr fast horizontal gestellt und unter gleichzeitiger Ablesung eines Chronometers die Fortschiebung eines Lycopodiumkügelchens vermittelst eines mit Ocularmikrometer versehenen Mikroskopes abgelesen. Die Intensität des angewandten constanten Stromes wurde an einem Galvanometer mit astatischer Nadel und Spiegelablesung bestimmt. Es

ergab sich die Geschwindigkeit des Theilchens proportional der Stromintensität, unabhängig von der Entfernnng desselben von den Elektroden und der elektromotorischen Kraft der angewandten Säule.

Bei Anstellung dieser Versuche mit einer Leydener Batterie war der von den Theilchen bei der Entladung zurückgelegte Weg proportional der durch die Flüssigkeitssäule strömenden Elektricität, unabhängig von der Länge der Flüssigkeitssäule und der Oberfläche der Batterie. Auch änderte sich derselbe wenig, wenn durch Einschaltung einer mit Alkohol gefüllten Röhre die Entladungszeit der Batterie verlängert wurde. Das Theilchen legte im ersten Fall seinen Weg in weniger als einer halben Secunde zurück, im letzteren in längerer Zeit.

An engeren Stellen der Röhren werden die Theilchen schneller fortgeführt, so dass also ihre Geschwindigkeit mit der Stromesdichtigkeit zunimmt, weshalb auch bei den Versuchen von Reuss die Bewegung der Thontheilchen sich nur in der Lage Sand in den Röhren seines Apparates, nicht aber in dem darüber stehenden Wasser zeigte. Die bei geringen Stromintensitäten an den Wänden der Röhren in entgegengesetzter Richtung wie in ihrer Mitte fortgehenden Theilchen besitzen gleichfalls der Intensität proportionale, nur etwas geringere Geschwindigkeiten wie letztere.

Es scheint hiernach das Wasser an der Röhrenwand stets in der Richtung der positiven Elektricität fortgeführt zu werden und sodann durch die Mitte der Röhre zurückzuströmen; die in demselben suspendirten Theilchen (Stärke) scheinen aber überall einen Antrieb in der Richtung des negativen Stromes der Elektricität zu erhalten. Bei schwachen Strömen reisst das Wasser die in entgegengesetztem Sinne angetriebenen Theilchen an den Wänden des Rohres mit sich fort; in der Mitte desselben ist die Bewegung des Wassers der der Theilchen gleichgerichtet und beide addiren sich. So zeigt sich ein Doppelstrom der Theilchen. Bei stärkeren Strömen wächst in Folge der Reibung an den Wänden die Geschwindigkeit des Wassers nicht verhältnissmässig, wohl aber die der suspendirten Theilchen, so dass sie sich daselbst schneller im Sinne des negativen Stromes bewegen als das Wasser im entgegengesetzten Sinn. Die Bewegungsrichtung der Theilchen ist deshalb an allen Stellen der Röhre dieselbe, im Sinne des negativen Stromes, nur ist sie an den Wänden langsamer. Da grössere Theilchen im Verhältniss zu ihrer Masse eine kleinere Reibung am Wasser besitzen als kleinere, so werden bei gewissen Stromintensitäten erstere schon gegen die Richtung des Wasserstromes vorschreiten, während letztere noch von demselben mitgerissen werden. Bei Anwendung von verschiedenen fein vertheilten Substanzen in Terpentinöl ist Alles ungeändert bis auf die Bewegungsrichtungen.

Die Erklärung dieser Erscheinungen scheint darin zu liegen, dass beim Contact der Flüssigkeit mit der Röhrenwand beide sich mit entgegengesetzten Elektricitäten laden, so z. B. Wasser mit positiver, Glas mit negativer Elektricität. Ebenso werden die im Wasser suspendirten Theilchen

sich beim Contact mit dem Wasser negativ laden. Wird nun ein galvanischer Strom durch das Wasser mit den suspendirten Theilchen geleitet, so wird das positiv elektrische Wasser von der zu seinen Contactstellen mit dem Glas hinströmenden negativen Elektricität angezogen, die negativ elektrischen suspendirten Theilchen werden aber abgestossen, und so wandert das Wasser im Sinne des positiven Stromes an den Röhrenwänden und in der Nähe der Theilchen, letztere aber im Sinne des negativen Stromes. — Eine strengere Vorstellung dieses Vorganges gewinnen wir, wenn wir auf die elektrischen Verhältnisse der Strombildung näher eingehen. Durch den Strom vertheilt sich freie Elektricität auf der leitenden Oberfläche der Flüssigkeit und der inneren Röhrenwand. Wir wollen annehmen, dass dies unabhängig von der durch den Contact des Wassers und der Röhrenwand in beiden erregten Contactelektricität stattfinde. Die Intensität des Stromes sei J. Die Leitungsfähigkeit k im Querschnitt q der linear gedachten Röhre sei an allen Stellen dieselbe, dann wird das Gefälle, oder richtiger die Aenderung der Potentialfunktion der freien Elektricitäten auf jeden Punkt der Röhren in ihrer ganzen Länge constant sein, und dem Werth $\left(\frac{dV}{dx} = \right) \frac{J}{k\,q}$ proportional sein. Die Kraft also, mit der alle einzelnen, durch den Contact mit der Röhrenwand mit der Elektricität ε geladenen Flüssigkeitstheilchen fortgeführt werden, ist

$$C \cdot \frac{\varepsilon J}{k q}\,.$$

Die Geschwindigkeit der Flüssigkeit ist also proportional der Intensität des Stromes, proportional der durch den Contact mit der Röhrenwand erzeugten elektromotorischen Kraft, umgekehrt proportional der Leitungsfähigkeit der Flüssigkeit und dem Querschnitt des Rohres. — Kehrt sich die Richtung der elektromotorischen Kraft ε um, so findet die Bewegung der Flüssigkeit selbstverständlich im entgegengesetzten Sinne statt. Indess lässt sich nur das erste Gesetz als ganz richtig anerkennen, da mit Aenderung der Flüssigkeit und der Röhrenweite nicht nur die Werthe ε, q und k sich ändern, sondern auch die Reibung der Flüssigkeit an den Röhrenwänden und in sich selbst, mithin die Constante C andere Werthe annimmt. Eine genauere Prüfung dieser Gesetze zeigt daher nur ihre Richtigkeit innerhalb gewisser Grenzen. Die Bewegung der Flüssigkeit wird durch die Stromeswirkung nur an der Röhrenwand stattfinden, da nur hier die Contactelektricität auftritt. Kann sich die Flüssigkeit frei bewegen, und ist ihr Querschnitt nicht gross, so wird durch die Cohäsion auch die ganze Flüssigkeitsmasse mitbewegt. Ist aber die Bewegung derselben als Ganzes gehemmt, so strömt die in einer bestimmten Richtung an der Röhrenwand bewegte Flüssigkeit in entgegengesetzter Richtung durch die Röhrenaxe zurück [1]).

[1]) Quincke hat beobachtet, dass das Glas an den Röhrenwänden beim Durchleiten des Stromes durch das in der Röhre enthaltene Wasser viel schneller auf-

Die Bewegung der in den Flüssigkeiten suspendirten Theilchen erklärt sich nach derselben Formel wie oben, nur müssen wir statt ε die in den Theilchen durch den Contact mit der Flüssigkeit erregte Elektricitätsmenge ε_1 setzen, welche meist gleichartig ist mit der den Glaswänden durch den Contact mit der Flüssigkeit mitgetheilten Elektricität und so meist ein Wandern der Theilchen in entgegengesetzter Richtung, wie das der Flüssigkeit an den Röhrenwänden und in ihrer nächsten Nähe veranlasst. Es wird daher ihre Geschwindigkeit ebenfalls proportional der Stromintensität und der elektromotorischen Kraft des Contactes, umgekehrt proportional der Leitungsfähigkeit der Flüssigkeit sein. Indess treten hier dieselben Störungsursachen wie oben auf, welche eine vollständige Prüfung dieser Gesetze nicht gestatten. Auch hier wird, je nachdem die Theilchen durch den Contact mit der Flüssigkeit positiv oder negativ werden, ihre Bewegung zur negativen oder positiven Elektrode hin stattfinden.

Im Wasser scheinen also alle Körper durch Contact negativ elektrisch zu werden, wie ja auch bei der Reibung des Wassers an allen Körpern das erstere sich stets positiv elektrisch ladet. Auch fand Quincke selbst, als er einen Condensator aus einer mit nassem Fliesspapier bedeckten und mit Braunsteinpulver bestrichenen Glasplatte construirte, welche in der Luft in einem kleinen Abstand einander parallel aufgestellt waren, dass bei Verbindung beider mit einem mit Wasser getränkten Fliesspapier und Prüfung der Wasserplatte an einem Hankel'schen Elektroskop (vergl. Thl. I, §. 33) sich letztere positiv ladet. In ähnlicher Weise wird Alkohol durch Reibung an festen Körpern schwächer positiv elektrisch als Wasser; seine Fortführung durch den Strom in Glasröhren ist kleiner als die des Wassers. Dagegen wird Terpentinöl durch die Reibung mit den meisten festen Körpern negativ elektrisch; es wandert durch den Strom in Glasröhren in entgegengesetzter Richtung wie Wasser[1]).

39. Zu Thl. I, §. 296. Widerstand des Ueberganges. Ein Beispiel von Widerständen, welche in Körpern durch den Durchgang des Stromes selbst entwickelt werden, liefert die Untersuchung des secundären Widerstandes poröser Körper durch du Bois-Reymond[2]). Schaltet man zwischen zwei mit Kupfervitriollösung getränkten Papierbäuschen, welche in Tröge tauchen, die mit der gleichen Lösung gefüllt sind und durch Kupferelektroden mit den Polen einer 20gliedrigen Grove'schen Säule verbunden sind, feuchte poröse Körper, wie z. B. einen Cylinder von geronnenem Eiweiss ein, so nimmt die durch ein Spiegelgalvanometer gemessene Stromintensität im Schliessungskreise

gelöst wird, als wenn man das Wasser nur mechanisch durch die Röhre presst; weil durch den Strom stets die unmittelbar an der Röhrenwand befindlichen, mit Glas gesättigten Wassertheile fortgeführt werden, während sie beim mechanischen Hindurchleiten des Wassers durch die Adhäsion daselbst verbleiben. — 1) Faraday, Exp. Res. Ser. XVIII, §. 2108.* — 2) Du Bois-Reymond, Monatsber. der Berl. Akad. 1860. 19. April, 20. Dec. p. 172 u. 846.*

bis zu einem Minimum schnell ab. Diese Abnahme ist nicht durch die Polarisation der ohnehin kaum polarisirbaren Elektroden bedingt, denn bei Verbindung der Zuleitungsgefässe durch eine mit Kupferlösung gefüllte Röhre findet sie nicht statt. Sie entsteht auch nicht durch die innere Polarisation des porösen Körpers, denn bei Umkehrung der Verbindung der Säule mit den Elektroden zeigt sich, wie es in diesem Falle geschehen würde, nicht nur keine Zunahme der Intensität, sondern eine kleine Abnahme, und dann erst eine allmälige Zunahme derselben bis zu einem Maximum und nachher wiederum eine etwas langsamer erfolgende Abnahme bis zu demselben Minimum wie vorher. Es tritt also hier ein neuer „secundärer" Widerstand bei der Anwendung der porösen Leiter auf, welcher zuerst bei Umkehrung der Stromesrichtung ab- und dann wieder zunimmt. Dieser secundäre Widerstand zeigt sich bei einer grossen Reihe von Körpern, so z. B. bei Kreide und Bimsstein mit Wasser gesotten (schwach), Quarzsand, Schwefelblumen mit Wasser angerührt, Quarzsand mit verdünnter Schwefelsäure. Dagegen zeigt Modellirthon und geschlemmter Sand mit Wasser keinen secundären Widerstand. Ferner zeigen ihn hartgesottenes Eiweiss, Faserstoff aus Rinderblut, erstarrter Leim (zuweilen), Speckhaut von Pferdeblut, Seife, bei welcher letzteren der Widerstand sehr schnell zu verschwinden scheint, indem bei Umkehrung der Richtung des Stromes derselbe Anfangs sogleich das Maximum seiner Intensität zeigt; ferner Prismen aus Kartoffeln, Mohrrüben, Aepfeln, Birnen, Petersilienwurzeln, saftige Pflanzenstengel von Begonia, weniger deutlich auch gesottene Hölzer u. s. f.; ein Stück Rippe, Rippenknorpel, Sehnen, elastische Gewebe, Rückenmark, Haut, Muskelfleisch, roh und gekocht, in der Richtung der Fasern und senkrecht darauf. — Hiebei zeigen oft Körper starken secundären Widerstand, die keine innere Polarisation zeigen (Fliesspapier mit verdünnter Schwefel- und Salpetersäure getränkt); und umgekehrt (Modellirthon), so dass zwischen beiden Phänomenen keine directe Beziehung besteht.

Der secundäre Widerstand ist ein doppelter, ein äusserer und innerer. Ersterer zeigt sich an den Enden der porösen Körper, letzterer in ihrer ganzen Masse.

Leitet man durch ein Eiweissprisma vermittelst der mit Kupfervitriollösung getränkten Bäusche einen Strom, so bemerkt man zuerst dicht an der Eintrittsstelle desselben die Bildung einer kleinen Furche, welche sich allmälig vertieft und auf eine Entfernung von 2—4^{mm} von der Eintrittsstelle fortrückt und so eine Einschnürung oder Würgung des Prismas hervorruft. Die ganze Strecke von der Eintrittsstelle bis zur Würgung erscheint hart und trocken. Schneidet man das Eintrittsende bis zur Würgung ab, und bringt das Prisma wieder zwischen die Zuleitungsbäusche, so verschwindet der secundäre Widerstand fast ganz; Abschneiden eines kürzeren Endes des Prismas daselbst hebt ihn nicht auf. Schaltet man das abgeschnittene Stück allein zwischen die Bäusche, so bringt es fast einen gleichen Widerstand hervor, wie das ganze Prisma.

Das Eintrittsende erscheint häufig härter als das Austrittsende. An der Austrittsstelle des Stromes zeigt sich eine ähnliche Erscheinung nicht; Abschneiden eines Stückes des Prismas an derselben steigert die gesunkene Stromintensität kaum.

Der äussere secundäre Widerstand findet sich also namentlich an der Eintrittsstelle des Stromes in das Prisma.

Legt man auf die Zuleitungsbäusche Bäusche, welche mit Lösung von Kochsalz, Salmiak, Chlorcalcium, Quecksilberchlorid, Glaubersalz, neutralem oder doppeltchromsaurem Kali, kohlensaurem Kali, Kalihydrat, Alkohol, Essigsäure, Brunnenwasser getränkt sind, und zwischen diese das Eiweissprisma, so zeigt sich kein secundärer Widerstand, obgleich gleichfalls eine Würgung des Eiweisses an der Eintrittsstelle des Stromes erscheint.

Legt man auf solche Bäusche das Eiweissprisma und unterbricht es in der Mitte durch einen mit anderen Lösungen getränkten Bausch, so kann man nun leicht entscheiden, ob diese letztere Lösung secundären Widerstand hervorruft. So zeigt sich ein solcher ausser bei Lösung von schwefelsaurem Kupferoxyd noch bei Lösung von Zinkvitriol, Bleizucker, Zinkchlorid, Alaun, verdünnter Schwefelsäure ($^1/_{19}$), Salpetersäure ($^1/_9$) und endlich Lösung von salpetersaurem Silberoxyd. In letzterem Fall findet sich indess keine Würgung des Prismas.

Eiweissprismen zwischen Platinelektroden verhalten sich ähnlich; es zeigt sich eine Einschnürung an der Eintrittsstelle, und das ganze Prisma nimmt die Gestalt eines gegen die negative Elektrode erweiterten abgestumpften Kegels an. Der secundäre Widerstand nimmt bei Umkehrung des Stromes oder Aendernng der Contactstelle der positiven Elektrode mit dem Eiweiss ab. Die Schwächung des Stromes ist zu bedeutend, um der Polarisation zugeschrieben zu werden. Dieselbe würde auch viel mehr beim Wechsel der negativen als bei dem der positiven Elektrode verschwinden.

Ganz ähnliche Erscheinungen der Stromesabnahme und plötzlichen theilweisen Wiederherstellung der Intensität bei Umkehrung des Stromes findet man, wenn man auf amalgamirte Zink- oder Kupferelektroden Bäusche legt, welche mit Zink- oder Kupfervitriollösung getränkt sind und diese durch einen mit derselben Lösung getränkten Streifen Fliesspapier verbindet. Je trockener die Bäusche sind, desto kräftiger tritt die Erscheinung hervor. Auch zeitweises Oeffnen des Stromes bedingt eine Zunahme der gesunkenen Intensität. Die Stromschwächung ist auch hier zu bedeutend, um auf die Polarisation der Elektroden allein zurückgeführt werden zu können.

In vielen Fällen mag dieser secundäre Widerstand durch die Fortführung der Flüssigkeit in dem porösen Körper durch den Strom bedingt sein, wodurch derselbe in der Nähe der positiven Elektrode ausgetrocknet wird; so namentlich bei Anwendung von metallischen Elektroden. Befindet sich der poröse Körper zwischen Papierbäuschen und leitet die

Flüssigkeit in ersterem schlechter, als die in letzteren, so wird jene schneller fortgeführt als diese, und es kann der poröse Körper an der Eintrittsstelle des positiven Stromes ausgetrocknet, an der Austrittsstelle kegelförmig aufgetrieben werden. Beim Oeffnen des Stromes diffundirt die Flüssigkeit wieder in die trockenen Stellen; ebenso wird sie bei Umkehrung des Stromes in sie hineingetrieben, und so wird der äussere secundäre Widerstand dadurch zum Theil für einige Zeit aufgehoben. Sind die porösen Körper mit Salzlösungen getränkt, die besser leiten, als die Flüssigkeit in den Zuleitungsbäuschen, so findet die Erscheinung nicht statt.

Auch durch Bildung von schlechtleitenden Niederschlägen bei der Ueberführung der Lösung aus den Zuleitungsbäuschen in den porösen Körper, dessen durch den Strom erhöhte Temperatur diese Niederschläge begünstigt, kann zuweilen der äussere secundäre Widerstand bedingt sein; so vielleicht bei Anwendung eines mit Lösung von chromsaurem Kali getränkten Papierbausches zwischen Bäuschen mit Kupferlösung, wo sich basisch chromsaures Kupferoxyd bilden kann, oder in einem mit verdünnter Schwefelsäure getränkten Bausch zwischen denselben Bäuschen, wo durch die hohe Temperatur des erstern das an der Eintrittsstelle des Stromes eindringende Salz krystallisirt.

Auch fällen alle Lösungen, welche, in einen Bausch zwischen Eiweissprismen gebracht, secundären Widerstand geben, das Eiweiss. — Indess passt diese Erklärung nicht überall, da z. B. solche Fällung auch durch Quecksilberchloridlösung und Alkohol bedingt wird, ohne dass diese Lösungen secundären Widerstand hervorrufen. Ferner zeigen sich manche andere Widersprüche. So giebt ein Eiweissprisma, in das ein Papierbausch mit Lösung von salpetersaurem Silberoxyd eingeschaltet ist, keine Würgung, wohl aber secundären Widerstand. Dagegen giebt Papier mit Kochsalzlösung zwischen Bäuschen mit Kupfervitriollösung die Würgung, obgleich die erstere Lösung bei ihrem geringen Widerstand langsamer wandert als Kupfervitriollösung und keinen secundären Widerstand erzeugt. — Es müssten also hier die Bedingungen des Auftretens desselben in den einzelnen Fällen besonders studirt werden.

Hat sich die Stromintensität in den beschriebenen Fällen bei Anwendung einer bestimmten Säule durch Bildung des äusseren secundären Widerstandes auf ein Minimum reducirt, und leitet man plötzlich einen intensiveren Strom durch den porösen Körper, so sinkt auch dessen Intensität noch. Der secundäre Widerstand wächst also mit wachsender Stromintensität. Giebt man dem Eiweissprisma an den die Bäusche berührenden Stellen eine keilförmige oder spitzige Gestalt, oder wendet man statt flach an das Prisma anliegender Bäusche keilförmige oder spitze Bäusche an, so tritt der äussere secundäre Widerstand schon bei Anwendung viel schwächerer Säulen, z. B. schon eines Daniell'schen Elementes hervor. Derselbe wächst also mit abnehmendem Querschnitt des vom Strom durchflossenen Theiles des porösen Körpers. — Ist das Prisma nur am einen Ende zugeschärft, so tritt bei schwachen Intensitäten der äussere

secundäre Widerstand in demselben nur auf, wenn jenes Ende der Eintrittsstelle des Stromes entspricht.

Neben diesem äusseren zeigt sich anch ein innerer secundärer Widerstand. Man legt z. B. die Enden eines Eiweissprismas auf die mit Kupfervitriollösung getränkten Bäusche der die Elektroden enthaltenden Gefässe, und legt an zwei Stellen des Prismas, welche so weit von den Enden liegen, dass sich in ihnen der äussere secundäre Widerstand beim Hindurchleiten des „Hauptstromes" nicht mehr bildet, keilförmige, mit gesättigter Zinklösung getränkte und mit Eiweisshäutchen bedeckte keilförmige Bäusche, welche in Zuleitungsgefässe von amalgamirtem Quecksilber eintauchen. Nun schaltet man momentan die letzteren in einen Schliessungskreis ein, der ein Daniell'sches Element und ein Spiegelgalvanometer enthält. Beobachtet man den Ausschlag des letzteren zu verschiedenen Zeiten nach dem Durchleiten des Hauptstromes durch das Prisma, indem man diesen Strom durch eine Wippe an zwei Stellen öffnet und den Schliessungskreis des Daniell'schen Elementes schliesst, so zeigt sich eine allmälige Abnahme des Stromes in letzterem, also die Bildung eines inneren secundären Widerstandes im Eiweissprisma. Nimmt bei Umkehrung der Stromesrichtung des Hauptstromes die Intensität desselben auf einige Zeit zu, so steigt anch zugleich die Intensität des Stromes des Daniell'schen Elementes (des „Hülfsstromes"). — Die Oeffnung des Hauptstromes geschah an solchen Stellen, dass sich bei der neuen Verbindung kein Theil desselben in den Kreis des Hülfsstromes verbreiten konnte. — Eine innere Polarisation des Eiweissprismas kann der Grund dieser Erscheinung nicht sein, da die Stromesschwächung sich nahezu gleich blieb, welches anch die relativen Richtungen des Hauptstromes und des Stromes des Daniell'schen Elementes waren; auch konnte an den angelegten Keilbäuschen kein äusserer secundärer Widerstand entstanden sein, da das Phänomen sich auch zeigte, wenn der Hauptstrom erst durch das Prisma geleitet und dann nach Entfernung der Zuleitungsbäusche des Hauptstromes die zum Schliessungskreise des Hülfsstromes führenden Bäusche angelegt wurden. — Es scheint also in dem Eiweiss durch den Strom ein „innerer" secundärer Widerstand entwickelt worden zu sein. Beim Eiweiss kann der innere secundäre Widerstand dadurch bedingt sein, dass dasselbe durch den Hauptstrom bedeutend erwärmt und also besser leitend wird. Schwächt sich nun derselbe durch den gebildeten äusseren secundären Widerstand, so nimmt die Temperatur des Eiweisses ab, sein Widerstand wächst, die Stromintensität in dem zweiten Schliessungskreise sinkt. Anch bei äusserer Aenderung der Temperatur des Eiweissprismas zeigen sich analoge Aenderungen des Widerstandes. Für diese Erklärung spricht anch der Umstand, dass die Intensität des Hülfsstromes zwar stets mit der Aenderung der Intensität des Hauptstromes sich gleichmässig ändert, aber vor dem Durchleiten des letzteren, wenn das Eiweissprisma noch kalt ist, doch die Intensität des Hülfsstromes kleiner, der Widerstand des Prismas grösser ist, als während des Hindurch-

leitens. Beim andauernden Oeffnen des Hauptstromes sinkt dann die Intensität des Hülfsstromes, da der Widerstand des Eiweisses mit seiner Erkaltung wächst. Schneidet man aus dem Eiweissprisma in der Mitte ein Stück heraus und setzt es während des Hindurchleitens des Hauptstromes umgekehrt an seine frühere Stelle, so zeigt sich die Intensität desselben unverändert.

Bei einem Kartoffelprisma zeigt sich im Gegentheil stets eine Zunahme des Widerstandes beim Durchleiten des Hauptstromes und nach dem Oeffnen des letzteren eine allmälige Abnahme des inneren secundären Widerstandes. Auch ist der Widerstand des Prismas so gross, dass die Intensität des Hauptstromes und die Temperaturveränderungen durch denselben sehr klein sind. Endlich nimmt die Intensität des Hauptstromes bei Umkehrung des aus dem Prisma herausgeschnittenen Mittelstückes zu und dann erst allmälig wieder ab. Während also ein eigentlicher innerer secundärer Widerstand im Eiweiss nicht vorhanden ist, zeigt er sich ganz sicher an dem Kartoffelprisma.

In den verschiedenen Theilen des Kartoffelprismas steigt und fällt der secundäre Widerstand gleichmässig. — Ist die Richtung des Hauptstromes gegen die des Nebenstromes geneigt (z. B. bei Anwendung von Kartoffelcylindern, gegen deren Cylinderfläche die keilförmigen Zuleitungsbäusche des Haupt- und Nebenstromes so gelegt sind, dass sie einen Winkelabstand von 45 bis 135° hatten), so zeigt sich dennoch der innere secundäre Widerstand gleich gross. Er scheint also von der Richtung des ihn erzeugenden Stromes unabhängig zu sein. — Mit der Dauer und der Dichtigkeit des Hauptstromes nimmt der innere secundäre Widerstand allmälig bis zu einem Maximum zu. — Man kann dies namentlich gut beobachten, wenn man das Kartoffelprisma zwischen zwei mit Kochsalzlösung getränkte Bäusche bringt, die man auf die früheren, mit Kupfervitriollösung getränkten Bäusche des Hauptstromes legt. Es fällt dann an ihrer Berührungsstelle mit dem Kartoffelprisma der äussere secundäre Widerstand fort. Verwendet man verschieden dicke Kartoffelprismen, so sind bei ursprünglich gleicher Stromstärke des Hauptstromes die Schwankungen seiner Intensität bei dickeren Prismen kleiner als bei dünneren. — Wechselt man die Richtung des Hauptstromes, so steigt erst seine Intensität, und fällt dann wieder, was bei einem Eiweissprisma nicht der Fall ist. — Wechselt man die Richtung des Hauptstromes öfter, so nehmen die Schwankungen seiner Intensität allmälig ab.

Ausser frischen Pflanzentheilen zeigen bis jetzt keine sonstigen animalischen oder unorganischen Stoffe den inneren secundären Widerstand. Auch die Pflanzentheile verlieren durch Einsenken in siedendes Wasser die Fähigkeit, denselben anzunehmen. Eine genügende Erklärung der Bildung des inneren secundären Widerstandes ist bis jetzt noch nicht zu geben.

40. Zu Thl. I, §. 297. Polarisation durch Aenderung der

Elektroden. Leitet man durch zwei in verdünnter Schwefelsäure befindliche Blei- oder Silber- oder Nickelplatten einen hydroelektrischen oder magnetoelektrischen Strom, so beladet sich die eine mit Wasserstoff, die andere mit Superoxyd, und man erhält bei ihrer directen Verbindung einen sehr starken Polarisationsstrom, der dünne Platindräthe zum Glühen bringt, durch den bei Oeffnung seines Kreises lebhafte Funken erzeugt werden u. s. f. Durch einen Commutator kann man leicht die abwechselnde Verbindung der Platten mit dem Elektromotor und untereinander herstellen. Beim Zusatz einer kleinen Menge von Kalilauge zur Säure bildet sich kein Superoxyd, sondern Ozon entweicht, der Polarisationsstrom verschwindet [1]). — Neuerdings hat Planté [2]) ganz analoge Ladungssäulen aus zweien, spiralig umeinander gewundenen und nur durch ein Gazenetz getrennten Bleiplatten von 3,33 Quadratmetern Oberfläche hergestellt und als neu beschrieben, die er durch Verbindung mit einer Säule von 5 bis 6 kleinen Bunsen'schen Elementen ladet, und die bedeutende Wirkungen geben. Ihre elektromotorische Kraft soll 1,5 von der des Bunsen'schen Elementes sein.

Auch Gold- und Silberelektroden in Cyankaliumlösung nehmen nach dem Durchleiten eines Stromes eine sehr starke, selbst durch Eintauchen in siedendes Wasser nicht zu entfernende Polarisation an [3]).

41. Zu Thl. I, §. 389. **Aenderung der elektromotorischen Kraft der Metalle durch Wasserstoffschichten.** Wir haben schon einige Beispiele angeführt, bei welchen Metalle durch eine, nicht immer sichtliche Beladung mit Wasserstoff beim Eintauchen in eine Flüssigkeit stark elektropositiv werden können gegen ein später eingetauchtes frisches Stück desselben Metalls (Thl. I, §. 389). Aehnliche Resultate erhielt Henrici [4]), als er zwei durch einen Leinenstreifen verbundene Gläser mit einer mässig concentrirten Lösung von kohlensaurem Natron füllte, welche die Metalle wenig angreift, in das eine Glas ein Körnchen Eisenvitriol oder ein wenig Zinnchlorür brachte und nun in beide Gläser zwei gleiche, mit einem Galvanometer zu verbindende Dräthe einsenkte. In beiden Fällen entwickelte sich durch die Einwirkung des entstehenden Niederschlages auf das Wasser ein wenig Wasserstoff, und die in das betreffende Glas eingesenkten Dräthe erwiesen sich als elektropositiv. — Taucht man den einen von zwei Dräthen von Zink, Zinn, Aluminium, Eisen, Antimon, Wismuth, Neusilber, Messing, Kupfer in verdünnte Schellacklösung, und dann beide in verdünnte Schwefelsäure, so ist der nicht mit Schellack überzogene stets elektropositiv in Folge seiner Einwirkung auf das Wasser und der Ausscheidung von Wasserstoff auf seiner Oberfläche. — Füllt man in ähnlicher Weise zwei durch einen Leinen-

[1]) Sinsteden, Pogg. Ann. Bd. XCII, S. 17. 1854.* — [2]) Planté, Compt. rend. T. L, p. 640. 1860; Pogg. Ann. Bd. CIX, S. 655.* — [3]) Sinsteden, Pogg. Ann. Bd. LXXVI, S. 86. 1849.* — [4]) Henrici, Pogg. Ann. Bd. CXVII, S. 175. 1862.*

streifen verbundene Gläser mit Lösungen von doppeltschwefelsaurem und doppeltchromsaurem Kali und senkt in sie zwei gleiche, mit dem Galvanometer verbundene Dräthe der genannten Metalle, so fliesst der Strom zwischen ihnen von dem in der ersten Lösung befindlichen Drath durch die Lösungen zu dem andern, wiederum in Folge einer durch die Schwefelsäure beförderten Wasserzersetzung durch das Metall. Bei Anwendung von Platin-, Gold- und Silberdräthen zeigt sich die entgegengesetzte Stromesrichtung, ebenso in allen Fällen, wenn die Lösung von doppeltschwefelsaurem Kali durch eine Lösung von einfachchromsaurem Kali ersetzt wird, oder, mit alleiniger Ausnahme des Zinks und Silbers, wenn die Lösung von doppeltchromsaurem Kali durch eine Lösung von Chromsäure ersetzt wird. Das Zink soll daher nach Henrici allein eine Wasserzersetzung mit der Chromsäure bewirken. — Dass übrigens derartige, vor der Schliessung stattfindende chemische Processe nicht allein die Stellung der Metalle in der Spannungsreihe bedingen können, folgt aus den Betrachtungen Thl. II, §. 845.

42. Zu Thl. I, §. 370 u. 377. Passivität. Bei Behandlung von passivem Eisen mit Wasserstoff verliert es an Gewicht; ebenso wie ein activer Drath beim Passiviren durch Contact mit einem anderen passiven Drath an Gewicht zunimmt. Es ist dies ein fernerer Beweis, dass die Passivirung auf Bildung einer Oxydschicht beruht. In rauchender Salpetersäure soll das Eisen durch Bildung einer Schicht von salpetersaurem Eisenoxydul passiv werden, da es, mit Wasser behandelt, welches das Salz auflöst, wieder activ wird. Wird Eisen in gewöhnlicher Salpetersäure nicht passiv, so wird es in derselben passiv bei Zusatz von Chromsäure oder Schwefelsäure und Uebermangansäure [1]).

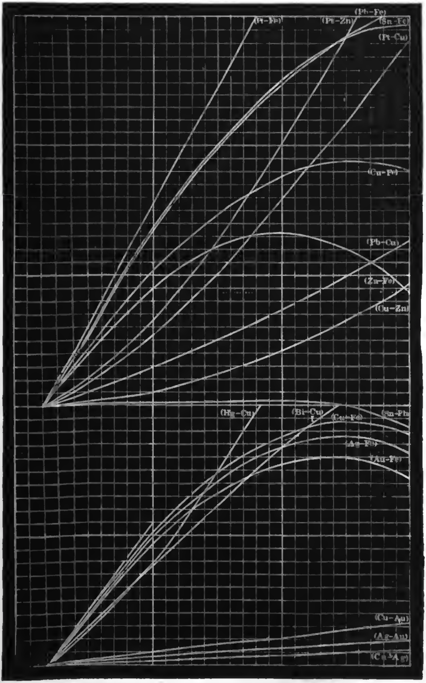
Stahldrath in Salpetersäure von specif. Gewicht 1,34 eingetaucht, zeigt Anfangs eine lebhafte Entwickelung von Gas, sehr bald wird er passiv, während Eisendrath beständig activ bleibt.

Bei 40° C. verliert Eisen seine Passivität, Stahl bleibt dagegen passiv, nachdem es in der Salpetersäure bei gewöhnlicher Temperatur passivirt ist. In Salpetersäure, welche Untersalpetersäure enthält, bleibt Stahl länger passiv als Eisen. Die Oxydschicht, welche die Passivität bedingt, soll sich also leichter auf dem Stahl bilden und an demselben fester haften, als auf dem Eisen [2]).

43. Zu Thl. I, §. 405 u. folgde. Thermoströme. In einer sehr ausgedehnten Arbeit hat Gaugain [3]) die elektromotorischen Kräfte verschiedener Thermoelemente bei verschiedenen Temperaturen untersucht, ohne indess dabei auf die Mehrzahl der neueren Untersuchungen über die Thermoströme Rücksicht zu nehmen. Auch ergeben die Beobachtungen

[1]) Boutmy und Chateau, Cosmos T. XIX, p. 117. 1861.* — [2]) St. Edmé. Compt. rend. T. LII, p. 920. 1861.* — [3]) Gaugain. Ann. de Chim. et de Phys. T. LXV, p. 5. 1862.*

Fig. 387.


(Pt-Fe)
(Pt-Zn)
(Pb-Fe)
(Sn-Fe)
(Pt-Cu)
(Cu-Fe)
(Pb-Cu)
(Zn-Fe)
(Cu-Zn)
(Hg-Cu)
(Bi-Cu)
(Cu-Fe)
(Sn-Pb
(Ag-Fe)
(Au-Fe)
(Cu-Au)
(Ag-Au)
(Cu-Ag)

wenig Neues. Als Normalelement diente ein Element Wismuth-Kupfer, etwa von der Fig. 170 (Thl. 1, §. 420) gezeichneten Form (der Wismuthbügel war 3^{mm} dick, sein horizontaler Schenkel war 87^{mm}, seine verticalen 44^{mm} lang, die angelötheten Kupferdräthe $1/2^{mm}$ dick). Obgleich verschiedene derartige Elemente, offenbar in Folge der verschiedenen krystallinischen Structur des Wismuths, verschiedene elektromotorische Kräfte zeigten, so war doch bei allen zwischen 20 und 100°, wie schon Pouillet angegeben, ja auch nahezu bis 160°, wenn die eine Lötbstelle auf 20° erhalten, die andere erwärmt wurde, die elektromotorische Kraft der Temperaturdifferenz der Löthstellen proportional. Gold-, Kupfer- und Kupfer-Silberelemente verhalten sich ebenso; sie sind leicht von gleicher elektromotorischer Kraft zu erhalten; indess ist dieselbe sehr schwach. Gaugain überzeugte sich, was übrigens längst feststeht, dass die elektromotorische Kraft der Elemente von der Art der Löthung unabhängig ist, vorausgesetzt, dass nur die Erwärmung bis zu den zusammengefügten Metallen sich gleichmässig erstreckt. Die Elemente waren verschieden gebildet, theils aus unmittelbar verlötheten Dräthen, theils aus ∪∩∪förmigen Glasröhren, in denen sich Quecksilber befand, und in deren offene Schenkel Metalldräthe gesenkt waren; theils aus zwei Dräthen, welche in ein unten geschlossenes Glasrohr eingesenkt waren, welches ein wenig Loth enthielt. Dasselbe wurde bis zum Schmelzen erhitzt und dann erkalten gelassen. Der eine der Dräthe wurde mit einer Glasröhre bis auf sein Ende umgeben, um seitliche Contacte zu vermeiden.

Die eine Löthstelle des zu untersuchenden Elementes befand sich meist in einem auf bestimmte Temperaturen erwärmten Gefäss, die Löthstellen des Wismuth-Kupfernormalelementes standen in zwei Gefässen, deren eines auf der kälteren Temperatur (20°) erhalten wurde und zugleich die zweite Löthstelle des ersten Elementes aufnahm; deren anderes auf eine erhöhte Temperatur gebracht wurde, bis bei der Verbindung der Elemente gegen einander ein in den Schliessungskreis eingeschaltetes Galvanometer keinen Strom angab.

Die Curven, Fig. 387 (a. v. S.), ergeben die gewonnenen Resultate. In denselben bedeuten die Abscissen die Temperaturen der heisseren Lötbstelle, während die Temperatur der kälteren Löthstelle constant 20° C. betrug; die Ordinaten die entsprechenden elektromotorischen Kräfte. Die Ordinaten der den Elementen Bi-Sb und Bi-Cu zugehörenden Curven sind auf $1/10$ verkleinert gezeichnet. Sie zeigen die bekannte, häufig vorkommende, bei höheren Temperaturen erfolgende Abnahme der elektromotorischen Kräfte und die Umkehrung der Ströme, wenn die zwei Lötbstellen desselben Elementes bei einer höheren Temperatur dieselbe Temperaturdifferenz erhalten, wie bei einer niederen. Dass auch hier alle numerischen Resultate wesentlich von der Structur der Metalle beeinflusst werden dürften, folgt schon aus Thl. I, §. 426.

Auch Gaugain folgt der schon Thl. I, §. 462 bewiesenen Ansicht, dass eine ungleiche Wärmevertheilung in einem homogenen Schliessungs-

kreise keinen Thermostrom hervorrufen kann. Beim Contact heissen und kalten Quecksilbers findet er wie Matteucci und Magnus keinen Thermostrom. Bei Berührung anderer heisser und kalter Metalldräthe findet er einige Abweichungen von den Resultaten von Magnus, die theils von der Reinheit der Oberflächen, theils von der Structur und verschiedenen chemischen Reinheit der Metalldräthe herrühren konnten. Die mit dem Galvanometer verbundenen Dräthe wurden mit einer kleinen Fläche aufeinander gelegt, und der eine durch eine Lampe dicht neben der Contactstelle erhitzt. Bei zwei Silber-, Platin-, Zinndräthen ging der Strom vom warmen zum kalten, bei zwei Gold-, Blei-, Kupfer-, Eisendräthen vom kalten zum warmen Drath, bei zwei Zinkdräthen wechselte die Richtung des Stromes bei höheren Temperaturen. Hatte der eine die Temperatur 20°, so ging zuerst der Strom vom kalten zum warmen Drath, erreichte ein Maximum der Intensität, wenn letzterer die Temperatur 120° (195°) hatte, nahm bis 165° (220°) bis zu Null ab und kehrte sich dann um.

Auch die Versuche von Becquerel, welche das Entstehen eines Thermostromes beim Erhitzen eines Platindrathes (oder Golddrathes), der neben der erwärmten Stelle zu einer Spirale gewunden oder zu einem Knoten geschürzt ist, und welche wir von einer durch die Gestaltsänderung hervorgerufenen Ungleichheit der Structur ableiteten, erklärt Gaugain daraus, dass heisse und kalte Theile der Dräthe einander berühren, da man keinen Strom erhalten soll, wenn die Windungen des Drathes in der Spirale oder im Knoten nicht einander unmittelbar berühren. Von der Bildung der Thermoströme bei langsam fortschreitender Erwärmung der aufeinander folgenden Theile eines Drathes giebt Gaugain die schon früher festgestellte Erklärung, dass hierbei durch das Erhitzen die Stellen des Drathes weich werden, und nun die Contactstelle weicher und harter Theile des Drathes bei dem Fortschieben der Wärmequelle erhitzt wird. Bei völlig ausgeglühten Dräthen, z. B. von Kupfer, zeigt sich daher, wie wir schon angegeben, diese Erscheinung nicht. Nur bei Zinkdräthen erhält man auch dann noch einen Strom, indem sie beim Erwärmen vorübergehend ihre Structur ändern (spröde werden) können, und diese Veränderung eine kurze Zeit bewahren, dann aber verlieren. Aehnliche Erscheinungen treten selbstverständlich beim Contact zweier verschiedener Metalldräthe ein, die sich nur an einer kleinen Stelle berühren, und deren einer nahe der Contactstelle erhitzt wird. Auch hier hat man auf die Aenderungen der Structur der Dräthe durch die Wärme Rücksicht zu nehmen; es zeigen sich daher namentlich bei Combination von Zinkdräthen mit anderen Dräthen bei verschieden starken Erwärmungen Umkehrungen der Stromesrichtung.

Die weiteren Angaben in Betreff des Einflusses der Oberflächenschichten der Dräthe sind schon Thl. I, §. 435 mitgetheilt. — Die Ströme in ungleich erhitzten Wismuth- und Antimonmassen will Gaugain eher auf eine ungleiche Vertheilung von Oxyd, als auf eine Verschiedenheit in der krystallinischen Structur zurückführen.

Eine thermoelektrische Reihe, welche Joule[1]) aufgestellt hat, zeigt wiederum die durch verschiedene Härte und Verunreinigung der Metalle entstehenden Unregelmässigkeiten.

44. Zu Thl. I, §. 429. Thermoströme in pyroelektrischen Krystallen. Auch die pyroelektrischen Krystalle können bei ihrer Erwärmung Veranlassung zur Bildung galvanischer Ströme geben. So hat schon du Bois-Reymond bei Verbindung der Enden eines Turmalinkrystalls mit seinem Galvanometer von 24500 Windungen und Erhitzen des Krystalls deutliche Ablenkungen der Nadel erhalten. Neuerdings hat Friedel[2]) ähnliche Beobachtungen am Schwefelkies und Kupferkies gemacht, der hiernach vier elektrische Axen in der Richtung der Diagonalen des Würfels hat. Indess ist bei diesen letzteren Versuchen zu beachten, dass bei denselben sehr leicht zur Bildung von Thermoströmen Veranlassung gegeben werden kann, wenn die Elektroden nicht an völlig einander entsprechenden Stellen der Krystalle aufgesetzt werden, und sich die Wärme bis zu letzteren erstreckt.

45. Zu Thl. I, §. 502. Elektrische Lampe. Zur Erzeugung eines constant an einer bestimmten Stelle andauernden Lichtbogens müssen die Kohlenspitzen, zwischen denen er sich bildet, durch eine besondere Vorrichtung in demselben Verhältniss einander genähert werden, wie sie abbrennen. Für physikalische Zwecke wird hiezu namentlich die elektrische Lampe von Duboscq verwendet, welche ihren Ursprung zunächst den Angaben von Foucault[3]) verdankt, und deren Beschreibung wir hier einfügen, da der technische Theil vorläufig noch nicht erscheinen wird. — Auf den Deckel *A* eines cylinderförmigen Gefässes, Fig. 388, von Messingblech ist das Metallrohr *B* aufgesetzt, an welches eine Klemmschraube *C* angelöthet ist. In diesem Rohre bewegt sich ein Metallstab *D*, der oberhalb einen Querarm und an diesem bei *E* ein Kugelgelenk trägt, durch welches der die obere Kohlenspitze tragende Metallstab gesteckt ist und in allen möglichen Richtungen festgestellt werden kann. Unterhalb endet der Stab *D* in einer Zahnstange *F*, welche in das Rad *G* eingreift; die Axe dieses Rades ist hohl und wird auf die Axe eines zweiten Zahnrades *H* mit starker Reibung aufgeschoben. Auf Rad *H* ist ein Federgehäuse gesetzt, dessen Feder dasselbe in der Richtung des Pfeiles zu drehen strebt und durch einen auf die Axe jenes Rades aufgesteckten Schlüssel aufgezogen werden kann. Das Zahnrad *H* hat eine doppelt so grosse Peripherie wie Rad *G*. In die Zähne des Rades *H* greift

[1]) Joule, Phil. Trans. 1859. p. 95; vergl. auch die Untersuchungen über die thermoelektrischen Ströme von Dr. Ph. Carl. München 1860.* — [2]) Friedel, Inst. 27. Dec. 1860; Arch. des Sc. Nouv. Sér. T. X, p. 183. 1861.* — [3]) In Betreff der übrigen zu dem gleichen Zwecke dienenden Vorrichtungen vergl. meinen Aufsatz über elektrische Beleuchtung in Bolley, Handbuch der chemischen Technologie Bd. I, S. 151 u. flgde. 1862,* so wie Dub, Anwendungen des Elektromagnetismus 1863.*

die eine Zahnreihe einer doppelt gezahnten Zahnstange *J* ein, welche oben in einem Metallstab *O* endet. Dieser wird durch eine isolirende Führung in dem Deckel des Gefässes *A* vertical erhalten und trägt den untern Kohlenhalter. Die zweite Zahnreihe der Stange *J* greift in einen auf die

Fig. 388.

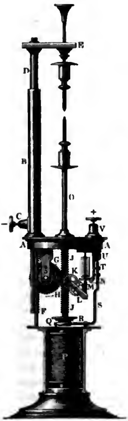
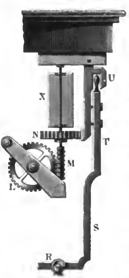


Fig. 389.

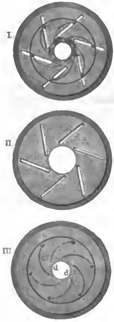


Axe des Zahnrades *K* aufgesetzten Trieb, dieses Rad ebenso in den Trieb des Zahnrades *L*, Fig. 389, und letzteres in eine Schraube ohne Ende *M*, auf deren Axe das horizontale Zahnrad *N* und über diesem die Windflügel X aufgeschoben sind. — In dem Fuss des Gefässes *A* befindet sich ein Elektromagnet *P*, bestehend aus einem hohlen und mit übersponnenem Kupferdrath überwundenen Eisenrohr. Das eine Ende dieses Kupferdrathes ist an das untere Ende der Zahnstange *J* angelöthet, welches in den inneren Hohlraum des Elektromagnetes sich einschiebt; das andere Ende ist mit der auf den Deckel isolirt aufgesetzten Klemmschraube *V* verbunden. Als Anker zu dem Elektromagnet dient ein ringförmiges Stück Eisen *Q*, welches in das eine Ende des Winkelhebels *RST* eingeschraubt ist. Letzterer greift oberhalb in einen Einschnitt eines, an dem Deckel *A* befestigten und um eine horizontale Axe drehbaren Metallstückes *U* ein. An diesem befindet sich eine Schneide, welche in die Zähne des Rades *N* eingreift und dasselbe hemmt, sobald das Metallstück *U* bei der Anziehung des Ankers *Q* durch den Magnet vermittelst des Winkelhebels *RST* vorwärts gedrückt wird. — Das Rad *N* kann ausserdem durch einen von aussen in das Gehäuse geschobenen Stift festgestellt werden.

Vor dem Gebrauch wird die Feder am Rade *H* aufgezogen; durch die Drehung dieses Rades wird die Zahnstange *J* mit dem unteren Kohlenhalter gesenkt. Durch die Reibung dreht sich Rad *G* mit und hebt den Stab *D* mit dem oberen Kohlenhalter. Man arretirt nun Rad *N* von aussen, setzt die Kohlen in die Halter, und löst wieder Rad *N*. Durch die Feder

am Rade H werden die Kohlen einander genähert. Man arretirt Rad N, wenn die untere Kohle eine bestimmte, durch einen Strich am Rohre B angegebene Stellung angenommen hat. Man schiebt dann die obere Kohlenspitze bis auf die untere hinab und dreht die erstere so, dass sie ein wenig seitlich von der unteren Spitze steht, damit die hellere Spitze ganz frei ist. Das Rad H kann sich hierbei nicht mit bewegen, da es durch die Arretirung von Rad N festgehalten ist. Nun verbindet man die Klemmen V und C mit dem positiven und negativen Pol der Säule. Sogleich wird der Elektromagnet P magnetisch, zieht den Anker Q an und hemmt das Rad N durch den Hebel RST. Zieht man nun den das Rad N arretirenden Stift zurück, so bleibt es dennoch in Folge dieser neuen Hemmung unbeweglich; die Kohlenspitzen bleiben in Contact. Jetzt entfernt man die obere Spitze durch Drehen des Schlüssels am Rade H von der unteren, bis man einen schönen Lichtbogen zwischen den Kohlenspitzen erhalten hat, und überlässt den Apparat sich selbst. Sobald die Stromintensität durch Abbrennen der Kohlenspitzen schwächer wird, kann der Magnet P den Anker Q nicht mehr genügend stark anziehen; derselbe hebt sich, und Rad N sowie das ganze Uhrwerk wird ausgelöst. Durch Eingreifen der Räder G und H in die Zahnstangen F und J werden die Kohlen mit ungleicher Geschwindigkeit einander genähert, bis die Stromintensität wieder genügend angewachsen ist, um den Magnet P so stark zu magnetisiren, dass Anker A angezogen und Rad N gehemmt wird. — Durch Hinauf- und Herabschrauben des ringförmigen Ankers Q in seiner Fassung am Ende des Hebels R kann man für verschieden starke Ströme die Anziehung des Magnetes gegen den Anker gehörig reguliren.

Fig. 390.



Im vorliegenden Falle dient die untere Kohlenspitze als positive Elektrode und brennt schneller ab. — Für viele physikalische Anwendungen der elektrischen Lampe ist diese Einrichtung zweckmässig. Soll aber das Licht derselben von oben herabfallen, so muss die obere Spitze als positive Elektrode dienen, da sie heisser wird und mehr Licht ausgiebt. Dann müssen die Räder G und H gegen einander vertauscht werden.

Bei einer früheren Einrichtung der Lampe von Duboscq waren die Zahnstangen vermieden. Die Räder K und H griffen direct in einander. Die untere Stange J, welche von den Zahnrädern unabhängig war, wurde durch eine Kette, welche sich um die Peripherie des Rades H wickelte, gehoben, und von der Peripherie des Rades G ging durch das Rohr B

eine zweite Kette über Rollen bis nach E, wo sie den oberen Kohlenträger trug. Der Mechanismus der Lampe blieb sonst wesentlich derselbe. Nur war eine sehr sinnreiche Einrichtung getroffen, um je nach Bedarf, wenn das Verhältniss des Abbrennens der beiden Kohlen sich änderte, das Verhältniss der Peripherieen der Räder G und H zu ändern. Das kleinere der Räder besteht nämlich aus einer Scheibe a (Fig. 390 II.), in welcher 6 Einschnitte angebracht sind. Concentrisch mit dieser Scheibe dreht sich auf ihrer Axe eine zweite Scheibe b (III.). Auf derselben sind 6 Hebel c befestigt, deren Drehpunkte d sich nahe dem Mittelpunkt der Scheibe befinden, und die an ihren äusseren Enden Knöpfchen e tragen, welche in die Einschnitte der Scheibe a eingreifen (I.). Eine ringförmige Feder, welche gegen die äusseren Enden der Hebel c drückt, sucht beständig die Peripherie des durch die Knöpfe e gebildeten Kreises zu verkleinern. Dreht man nun die Scheiben a und b gegen einander, so kann man die Peripherie des durch die Feder gebildeten Kreises, auf welchen der den einen Kohlenhalter tragende Faden aufgewunden ist, beliebig verändern.

46. Zu Thl. I, §. 510. Erwärmung der Elektroden des Lichtbogens. Die stärkere Erwärmung der positiven Elektrode des Lichtbogens kann man als bedingt ansehen durch den Uebergang des Stromes aus der besser leitenden Kohle in die dünnere Luftschicht und umgekehrt, so dass das Phänomen dem Peltier'schen Versuch der Erwärmung und Erkältung der Löthstelle zweier Metalle entsprechen könnte. Indem nun Wild[1]) nach der Bildung des Lichtbogens plötzlich durch eine Wippe die Verbindung der Kohlenspitzen mit der Säule aufhob und sie mit einem Spiegelgalvanometer verband, erhielt er einen Ausschlag, der einen Strom von der kalten zur warmen Kohlenspitze angab und so also die Bildung eines Thermostromes zwischen den Kohlenspitzen und der dazwischen befindlichen Luft anzeigte. Völlig wäre hier die Bildung einer Polarisation der Kohlen noch nicht ausgeschlossen, indem sich die in denselben stets befindlichen Salze bei dem Durchgang des Stromes zersetzen; indess ist es doch unwahrscheinlich, dass diese Polarisation allein den Gegenstrom bedingt.

Von derselben Ansicht geleitet, hatte ich schon früher die Temperaturdifferenz der Platinspitzen untersucht, zwischen denen die Funken eines Ruhmkorff'schen Apparates überschlugen. So viel einige vorläufige, indess noch nicht endgültige Versuche zu schliessen gestatten, ist bei gleicher Anzahl der Unterbrechungen des inducirenden Stromes die Temperaturdifferenz vom Abstand der Elektroden unabhängig und der Intensität der inducirten Ströme nahezu proportional; welches Resultat mit obiger Ansicht übereinstimmen würde.

---

[1]) Wild, Pogg. Ann. Bd. CXI, S. 624. 1860.*

47. Zu Thl. I, §. 514. Lichtbogen zwischen Quecksilberelektroden. Way[1]) hat den Lichtbogen hergestellt, indem er aus einem Trichter durch ein ziemlich enges Glasrohr Quecksilber in ein weiteres, mit Quecksilber gefülltes Gefäss ausfliessen lässt, und das letztere, so wie das Quecksilber im Trichter mit den Elektroden der Säule verbindet. Der Quecksilberstrahl im Glasrohr zerstäubt, und es bildet sich an seiner Stelle ein heller Lichtbogen. Das Glasrohr erhitzt sich dabei so stark, dass sich keine Quecksilbertropfen auf demselben condensiren. Das Licht des Bogens ist sehr bläulich; sein Spectrum zeigt wenig rothe, viel blaue Strahlen und namentlich helle Linien in der Nähe der Fraunhofer'schen Linie *H*. Da die Luft in der Glasröhre durch die Quecksilberdämpfe ausgeschlossen ist, zeigt das Spectrum nur die den letzteren eigenthümlichen, auch von Angström an den Inductionsfunken (Thl. II, §. 743) beobachteten hellen Linien.

48. Zu Thl. I, §. 515. Lichtbogen in Flüssigkeiten. Leitet man einen Strom von etwa 10 Bunsen'schen Elementen durch zwei Kupferdräthe als Elektroden durch verdünnte Schwefelsäure ($^1/_{10}$), so überzieht sich die positive Elektrode mit schlecht leitendem, in der Säure schwer löslichen Oxyd; die Stromintensität nimmt ab. Die Oxydhülle wird dicker, fällt ab, und die Intensität steigt. Endlich nach wiederholtem Eintreten dieser Erscheinung zeigt sich namentlich an der Spitze des Drathes eine starke Bildung von Oxyd, welches mit einem zischenden Geräusch fortgeführt wird, während der Drath sich zuspitzt, und die Stromintensität bedeutend steigt. Bei Annäherung eines Magnetes rotiren dann die Oxydtheilchen in der Säure. Möglicher Weise bildet sich hier an dem Ende des Drathes ein kleiner Lichtbogen, durch den diese Phänomene verursacht werden, und der sich nach dem Ueberzug des Drathes mit der schlechtleitenden Hülle namentlich an der Spitze desselben leicht einstellt, wo die Dichtigkeit der Elektricität am grössesten ist[2]).

49. Zu Thl. I, §. 516, 517 (auch Thl. II, §. 772). Mechanische Wirkung des Funken. Forbes hatte gefunden, dass bei Anwendung eines Trevelyaninstrumentes, in welchem der Wieger oder die Unterlage aus Wismuth geformt ist, beim Hindurchleiten des Stromes kein Tönen erfolgt. Nach Reitlinger[3]) fehlt dasselbe namentlich bei stärkeren Strömen, tritt aber bei schwächeren Strömen deutlich hervor, ebenso wenn der Apparat sich unter kaltem Wasser befindet. Auch tönt ein Wismuthwieger auf einer Unterlage von Antimon, oder umgekehrt ein Wieger von Antimon auf einer Unterlage von Wismuth nicht, wenn der Strom vom Antimon zum Wismuth fliesst, wohl aber bei umgekehrter Stromesrichtung. Ebenso tönt ein Messingwieger auf einer Wismuthunterlage stärker, wenn der Strom

---

[1]) Way und Gladstone, Phil. Mag. 1860. — [2]) Planté, Archives Nouv. Sér. T. VII. p. 332. 1860.* — [3]) Reitlinger, Sitzungsber. d. Wiener Akad. [2] Bd. XLV, S. 453. 1862.*

von letztgenanntem Metall zum Messing fliesst. Eine stärkere Temperaturerhöhung der Berührungsstellen von Wieger und Unterlage scheint also das Tönen zu verhindern, möglicher Weise in Folge eines oberflächlichen Abschmelzens der Kanten, welche bei dem niedrigen Schmelzpunkt des Wismuths besonders leicht eintreten kann. Aus demselben Grunde tönt ein Wieger von Wismuth auf einer Zinnunterlage zuweilen, nicht aber ein Zinnwieger auf einer Wismuthunterlage, da die scharfen Kanten der letzteren im zweiten Falle leichter abschmelzen.

Von allen Metallen tönt indess Eisen am besten, und zwar wenn sowohl Wieger als Unterlage aus demselben bestehen, viel besser, als z. B. ein Eisenwieger auf einer Bleiunterlage tönt. Auch dauert das Tönen unter dem auf 1''' (2^{mm}) Quecksilberdruck evacuirten Recipienten der Luftpumpe fort.

Wir hatten als Grund der Bewegungen des galvanischen Trevelyaninstrumentes und der auf Schienen rollenden Kugel von Gore nach den Versuchen von Paalzow einmal die ungleiche Erwärmung und Ausdehnung der einzelnen Stellen der einander berührenden Körper durch den Strom erwähnt, sodann auch die mechanische Wirkung der Funkenentladung zwischen den einander nur unvollkommen berührenden Stellen als Ursache der Bewegungen angegeben, indem durch dieselbe die Luft daselbst plötzlich auseinander gesprengt wird, und in ihr auch die Theilchen zerstäubt werden, welche die von den einander berührenden Körpern losgerissen sind. Leroux nimmt hiebei noch in Folge dieser Losreissung eine Art von Reactionswirkung bei der Funkenentladung an, und Reitlinger schliesst sich nach den Versuchen mit dem Trevelyaninstrument dieser Erklärung an, da im luftverdünnten Raum keine Ausdehnung der Luft eintreten könnte, und gerade bei Eisenelektroden ein besonders starkes Abreissen der Theilchen, z. B. auch bei der Bildung des Lichtbogens, sich zeigte. Gewiss kann indess unter verschiedenen Bedingungen die eine oder die andere der erwähnten Ursachen hauptsächlich zu der Hervorbringung der Bewegungserscheinungen Veranlassung bieten. — In gleicher Weise erklärt Reitlinger auch die von Poggendorff durch Inductionsströme hervorgerufenen Töne in aufgeschlitzten Blechröhren, deren Kanten sich nur lose berühren, wie wir ebenfalls mit Poggendorff dieselben auf die Funkenbildung zurückgeführt haben. Eine solche offene Blechröhre, mit ihren Kanten auf zwei mit den Polen einer Säule verbundene Metallunterlagen gelegt, deren Kanten die Ränder der Röhre in einem rechten Winkel schneiden, tönt gleichfalls, und zwar eine Röhre von Eisenblech besonders stark auf Unterlagen von Eisen. Es genügt hiebei zum Tönen ein continuirlicher Strom von etwa 12 Smee'schen Elementen, so dass die Unterbrechungen des Stromes nicht erforderlich sind. Es sollen hier nicht nur sichtbare Funkenentladungen, sondern auch dunkle Entladungen die Bewegung in gleicher Weise einleiten können. — Auch die Töne, welche man beim Durchleiten von Strömen durch Dräthe wahrnimmt, will Reitlinger auf dieselbe Ursache zurück-

führen. Nach Reitlinger, ähnlich wie nach de la Rive, soll nämlich der Strom aus einzelnen Entladungen zwischen den Molecülen der Körper bestehen, welche Reitlinger sich aus einzelnen Gasmolecülen zusammengesetzt denkt, und nun sollen diese Entladnngen einzelne Gasmolecüle zwischen den Körpermolecülen hinbewegen, wodurch wiederum eine Reactions- und Stosswirkung eintreten würde. Die Wirkung des Magnetes, bei den Versuchen von de la Rive (Thl. II, §. 412), soll hiebei in einer Verstärkung des Extrastromes bei diesen sprungweisen Entladungen bestehen. — Indess dürften sich bei den zuletzt erwähnten Versuchen noch so manche andere Ursachen des Tönens und namentlich elektromagnetische Einwirkungen auffinden lassen, die man erst eliminiren müsste, ehe man einen Schluss auf die Richtigkeit dieser Hypothese machen dürfte.

Moss [1]) beobachtete ein Tönen der gegen den Commutator eines kleinen magnetischen Rotationsapparates schleifenden Drähte. Bei demselben rotirte ein Elektromagnet durch abwechselnde Umkehrung der Polarität unter Einfluss des Erdmagnetismus. Das Vibriren der Drähte kann auch hier wohl durch die Funkenbildung auf dem Commutator hervorgerufen sein.

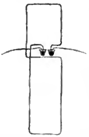
50. Zu Thl. II, §. 6. Abstossung der aufeinanderfolgenden Stromeselemente. Die Beweiskraft des Versuches von Ampère, durch welchen er die Abstossung zweier aufeinander folgender Theile desselben Stromes nachweisen wollte, ist öfter in Zweifel gezogen worden. Meist schrieb man das Gelingen desselben der Wechselwirkung der in den Quecksilberrinnen des betreffenden Apparates fliessenden Stromestheile auf den gegen die Längsrichtung der Rinnen verticalen Theil des in ihnen schwimmenden Bügels zu; wie auch neuerlich Croll [2]). Indess würde sich dieser Einfluss leicht durch Verlängerung der in den Rinnen schwimmenden, ihnen parallelen Arme des Bügels vermeiden lassen. Auch haben Logeman und van Breda [3]) durch einen directen Versuch gezeigt, dass diese Ursache keine so kräftigen Wirkungen wie die Abstossung des Bügels hervorrufen kann. Sie liessen über den horizontalen, in entgegengesetzter Richtung vom Strom durchflossenen Quecksilberrinnen des Ampère'schen Apparates einen in sich geschlossenen viereckigen Leiter Fig. 391 auf zwei in Quecksilbernäpfe tauchenden Stahlspitzen so schweben, dass sein unterer horizontaler Theil senkrecht gegen die Längsausdehnung der Rinnen stand. Der Leiter war so gebogen, dass bei Verbindung der Quecksilbernäpfe mit den Polen der Säule der Einfluss des Erdmagnetismus

---

[1]) Moss, Pogg. Ann. Bd. CXIII, S. 316. 1861.* — [2]) Croll, Phil. Mag. [4] Vol. XXI, p. 247. 1861;* Forbes, Phil. Mag. [4] Vol. XXI, p. 81. 1861;* Tait, Phil. Mag. [4] Vol. XXI, p. 319. 1861.* — [3]) Van Breda (und Logeman), Phil. Mag. [4] Vol. XXIII, p. 140. 1862.*

auf denselben eliminirt war. Selbst wenn der Abstand der Quecksilberrinnen von dem Leiter viel kleiner war, als der Abstand des horizontalen Theiles des Bügels des Ampère'schen Apparates von denselben, war keine Bewegung desselben wahrzunehmen. Neuerdings hat Forbes denselben Versuch in anderer Form mit negativem Resultat angestellt. Er befestigt an dem einen Ende des horizontalen Armes einer Drehwage einen hufeisenförmig gebogenen Drath, dessen Enden gegen die Enden zweier anderer gerader Dräthe stossen, welche mit den Polen einer Säule verbunden sind. Anch bei Einschaltung einer Spirale in den Schliessungskreis des Stromes bemerkte er statt einer Abstossung eine Anziehung. Indess können bei diesem Versuche Adhäsionserscheinungen und dgl. wohl das negative Resultat erklären (vergl. Thl. I, §. 516 u. flgde).

Fig. 391.



Liegen die Enden des Bügels sehr lose an den festen Dräthen, so erhält man im Gegentheil stets eine Abstossung, und zwar nicht nur in Folge der Ampère'schen elektrodynamischen Abstossung, sondern auch in Folge der Erhitzung und Funkenbildung an der Contactstelle. In ähnlicher Weise bemerkten Logeman und van Breda eine Abstossung von Eisenkugeln von 8 — 9^{mm} Durchmesser, welche in einer Reihe nebeneinander aufgehängt waren, und durch die der Strom von 10 Grove'schen Elementen geleitet wurde. Zwischen je 2 Kugeln zeigten sich dann auch Funken. Diese Funken hören erst bei stärkerem Druck der einander berührenden Metallstücke gegeneinander auf; und erst bei einem Drucke von 1 bis 2,5 Grammen stellt sich eine beständige, wenn auch sehr veränderliche, Leitung des Stromes zwischen ihnen her [1]).

Tait hat neuerdings den Ampère'schen Versuch mit besserem Erfolge wiederholt, indem er den schwimmenden Bügel in seinem Apparat durch eine mit Quecksilber gefüllte Röhre ersetzte, wo dann an den Contactstellen des Bügels mit dem Quecksilber der Rinnen keine secundären Wirkungen, wie thermoelektrische Erregungen u. s. f., auftreten können.

51. Zu Thl. II, §. 181. Spiegelgalvanometer. Ein neuerdings von Meissner und Meyerstein [2]) construirtes Spiegelgalvanometer unterscheidet sich von dem von mir construirten dadurch, dass die dämpfende Kupferhülle und die Drathspiralen nicht durch die den Coconfaden einschliessende Glasröhre unterbrochen sind, sondern letztere voll über die Hülle hinüber gewickelt sind. Hierdurch wird das Instrument noch empfindlicher. Bei einer anderen Einrichtung werden die Spiralen dem Magnet zunächst gebracht und erst äusserlich mit der dämpfenden Ku-

[1]) Mousson, Archives Nouv. Sér. T. XII, p. 25. 1861.* — [2]) Meissner und Meyerstein, Henle und Pfeuffer, Zeitschrift Bd. I; Pogg. Ann. Bd. CXIII, S. 182. 1861.*

pferhülle umgeben. Ferner wird der Stahlspiegel durch einen magnetisirten Stahlring ersetzt, und derselbe durch einen ⊐förmigen Bügel mit einem über den Spiralen an einem Coconfaden schwebenden Spiegel verbunden. Das gesammte Trägheitsmoment des am Coconfaden hängenden Spiegels mit Bügel und Magnetring möchte bedeutender sein als das Trägheitsmoment des von mir verwendeten, dünnen magnetisirten Stahlspiegels, während das magnetische Moment des letzteren vielleicht bedeutender sein möchte, als das des Magnetringes, wenn letzterer auch im Verhältniss zu seiner Masse stark magnetisch ist. Daher erfolgt die Einstellung des Spiegels in dem älteren Apparate (in 4 — 6 Secunden) durch die Dämpfung schneller, als in dem neuen (in 40 — 50 Secunden). Die Aufhängung des Stahlspiegels in jenem liesse sich ebenfalls sehr leicht, wenn erforderlich, mittelst eines Bügels herstellen.

Die Astasirung wird sehr zweckmässig durch zwei Magnetstäbe vermittelt, die oberhalb des Galvanometers horizontal und in gleicher Richtung mit der Axe des Magnetringes liegen, nnd von denen der eine stärkere unverrückt bleibt, der andere schwächere gehoben und gesenkt wird. Man bedarf dann keiner so feinen Einstellung des Magnetes, um die Astasie zu bewirken [1]).

52. Zu Thl. II, §. 192 u. folgende. Einrichtung des Galvanometers [2]). Im Allgemeinen giebt man den Windungen des Drathes einer Tangentenboussole die Form eines Kreises, in dessen Mitte eine kleine Nadel schwebt. Dagegen giebt man den Windungen eines Multiplicators, eine durch zwei parallele, an den Enden durch Halbkreise verbundene gerade Linien begränzte Form, in deren Mitte eine Nadel schwebt, deren Länge etwa der Länge der geraden Parallellinien gleich ist. Man kann sich nun die Frage stellen, welchen Querdurchschnitt man den Drathwindungen geben muss, damit ein durch dieselben geleiteter Strom auf die Nadel das Maximum des Drehungsmomentes ausübt.

Im ersten Falle sei der Radius einer kreisförmigen Windung des Multiplicators gleich r, der Abstand des einen Poles der Nadel von ihrer Ebene gleich x, dann ist die Kraft, mit welcher ein Strom von der Intensität i die Nadel abzulenken strebt, gleich

$$D = \frac{2\pi\mu i r^2}{(r^2 + x^2)^{3/2}},$$

wo μ der Magnetismus der Nadel ist.

Im zweiten Falle sei der Radius der Halbkreise am Ende der Windungen gleich $r_{\prime}$, die Länge der geraden Theile zwischen denselben und ebenso der Nadel gleich l. Die Wirkung jeder Windnng, deren Ebene im Abstande x von dem einen Pol der Nadel sich befindet, setzt sich aus drei Theilen zusammen.

---

[1]) Die Astasirung einer beweglichen Nadel durch einen festen Magnet ist schon im Jahre 1817 von Hauy (Gilb. Ann. 1819. Bd. LXIII, S. 104) benutzt worden. — [2]) W. Weber, Abhandlung der Göttinger Gesellschaft Bd. X, S. 26. 1862.

1) aus der Wirkung jedes Halbkreises auf den in seiner Mitte liegenden Pol, welche gleich $\frac{\pi i \mu r_{\prime}^{2}}{(r_1^2 + x^2)^{3/2}}$ ist.

2) Aus der Wirkung des Halbkreises auf den auf der anderen Seite liegenden Pol, welche (Thl. II, §. 146 u. flgde.) gleich

$$2 i \mu r_{\prime} \int\limits_{0}^{\frac{\pi}{2}} \frac{l \cos \varphi + r_{\prime}}{(l^2 + r_{\prime}^2 + x^2 - 2 l r_{\prime} \cos \varphi)^{3/2}}\, d\varphi$$

ist. Ist l, wie in vielen Fällen, gegen $r_{\prime}$ und x sehr gross, so ist dieser Werth gleich $\frac{2 i \mu r_{\prime}}{l^2}$ zu setzen.

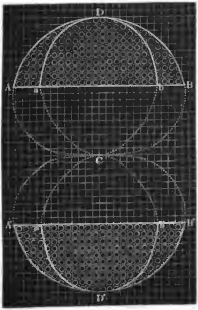
3) Aus der Wirkung der geradlinigen Theile der Leitung, welche (Thl. II, §. 88) gleich $\frac{2 i \mu r_{\prime} l}{(r_1^2 + x^2)\sqrt{l^2 + r_1^2 + x^2}}$ ist.

Vernachlässigt man die Wirkung 2) gegen 1) und 3), und wiederum $r_{\prime}$ und x gegen l, so erhält man die gesammte Wirkung

$$D_{\prime} = \mu i \left(\frac{r_1^2 \pi}{(r_1^2 + x^2)^{3/2}} + \frac{2 r_{\prime}}{(r_1^2 + x^2)}\right).$$

Wird der Werth von D oder $D_{\prime}$ für alle Windungen berechnet und addirt, so muss er unter den, durch die Anordnung der Apparate gebotenen Bedingungen ein Maximum werden.

Fig. 392.



Man kann also z. B. verlangen, dass jede Längeneinheit des zu den Multiplicatoren verwendeten Drathes im Mittel ein möglichst grosses Drehungsmoment ergebe. Dann werden die durch resp. $2 \pi r$ oder $2 (l + \pi r_{\prime})$ dividirten Werthe von D oder $D_{\prime}$, über alle Windungen integrirt, ein Maximum sein müssen. Weber berechnet dasselbe unter der Voraussetzung, dass beim Eintreten desselben jedes Element aller äussersten Windungen der Multiplicatoren ein gleiches Drehungsmoment auf die Nadel ausübe. Dann müssen also die Werthe $\frac{D}{2 \pi r}$ und $\frac{D_{\prime}}{2 (l + \pi r_{\prime})}$ in jenen Windungen constant sein.

Aus dieser Bedingung entwickelt Weber die Gestalt des Querschnitts der Windungen, während die innere Fläche derselben die Nadel möglichst eng umschliessen muss. Dieselbe würde nach ihm für die betrachteten Fälle durch Figur 392 (a. v. S.) dargestellt werden, und zwar für einen kreisförmigen Multiplicator durch ADB, für einen verlängerten durch aDb.

Eine häufiger vorkommende Aufgabe ist die, dass die Windungen einen rechteckigen Querschnitt besitzen.

Bei Kreisform der Windungen sei ihr innerer Radius R, die Höhe des von ihnen eingenommenen Raumes in der Richtung des Radius gleich a, die Breite desselben gleich $2b$. Denken wir uns die Windungen als einen massiven Ring, in dem jedes einzelne Element von einem Strom von der Intensität i durchflossen ist, so ist das von demselben auf die Nadel ausgeübte Drehungsmoment

$$\varDelta = 4\pi\mu i \int_R^{R+a} \int_0^b \frac{r^2\,dr\,dx}{(r^2+x^2)^{3/2}} = 4\pi\mu i b \log \frac{R+a+\sqrt{b^2+(R+a)^2}}{R+\sqrt{b^2+R^2}}$$

Besteht der Multiplicator aus n Drathwindungen, durch welche der Strom mit der Intensität i fliesst, und deren jede den Querschnitt d besitzt, so ist nun sein Drehungsmoment $\varDelta_n = \frac{\varDelta}{2ab}\,n = \frac{\varDelta}{d}$.

Ist die Länge des zu dem Multiplicator verwendeten Drathes gleich l, sein Widerstand w, sein specifischer Widerstand ϱ, also $d = \varrho\,\frac{l}{w}$, so ist sein Volum $V = 2ab\pi\,(2R+a) = ld = \frac{\varrho}{w}\,l^2$.

Wird hieraus der Werth für d in die obige Gleichung eingeführt, so ergiebt sich

$$\begin{aligned}\varDelta_n &= \frac{\varDelta}{\sqrt{2ab\pi\,(2R+a)}}\sqrt{\frac{w}{\varrho}} \\ &= 2\mu i\sqrt{\frac{2\pi w}{\varrho}}\cdot\sqrt{\frac{b}{(2R+a)a}}\cdot\log\frac{R+a+\sqrt{b^2+(R+a)^2}}{R+\sqrt{b^2+R^2}}\end{aligned}$$

Ist der Rauminhalt gegeben, den der Drath erfüllen soll, so kann man in dieser Gleichung a in b ausdrücken. Ist ferner ein bestimmter Radius R gegeben, so kann man durch Differentiation obiger Gleichung den Werth von b finden, welcher dem Maximum des von dem Multiplicator auf die Nadel ausgeübten Drehungsmomentes entspricht. Aus b berechnet sich dann auch a. Den Widerstand w des Drathes wird man, wenn der Multiplicator zu bestimmten Messungen benutzt werden soll, stets so wählen, dass derselbe dem Widerstand der äusseren Leitung möglichst gleich ist.

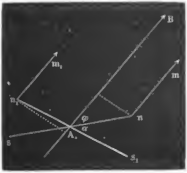
Die der Nadel durch einen, während der Zeiteinheit andauernden Strom von der Intensität Eins ertheilte Drehungsgeschwindigkeit, welche als Maass der Empfindlichkeit des Apparates dienen kann, wird sich sodann unmittelbar nach der Berechnung der Werthe w, a und b bestim-

men lassen. — Ist Δ_1 das dem Strom Eins hiernach entsprechende Drehungsmoment, K das Trägheitsmoment der Nadel, so ist jenes Maass $f = \frac{\Delta_1}{K}$. Nach Thl. II, §. 784 Gl. 3 ist nun der Widerstand eines Multiplicators $w = \frac{\Delta^2}{4} \cdot \frac{2 t_1}{K \lambda}$ [1], wo t_1 die Schwingungsdauer der Nadel, λ das logarithmische Decrement ihrer Schwingungen bei geschlossenem Multiplicator ist. Danach ist $\lambda = \frac{K t_1}{2 w} f^2$.

Das die Grösse der Dämpfung messende logarithmische Decrement λ ist also dem Quadrat der Empfindlichkeit des Instrumentes proportional und erreicht daher mit dieser zugleich ein Maximum.

53. Zu Thl. II, §. 196. Astatische Nadeln. Du Bois-Reymond [2]) hat das Verhalten astatischer Systeme genauer betrachtet, in denen noch durch den Erdmagnetismus temporäre Magnetismen erzeugt werden. Es

Fig. 393.



seien die magnetischen Momente der Nadeln M und M', wo $M > M'$; es sei der Winkel zwischen den Axen der Nadeln gleich α (vergl. Fig. 393), der Winkel zwischen der stärkeren von ihnen und dem Meridian gleich φ; es seien ferner die in ihnen durch den Erdmagnetismus erzeugten temporären Momente, wenn sie dem Meridian parallel liegen, m und m', also ihre temporären Momente in ihrer betreffenden Lage $m \cos \varphi$ und $m' \cos (\varphi + \alpha)$; es sei endlich die horizontale Componente des Erdmagnetismus gleich Eins. Die gegenseitige magnetisirende Einwirkung der Nadeln auf einander mag zunächst vernachlässigt werden. Dann ist das auf die Nadeln ausgeübte Drehungsmoment:

$$D = (M + m \cos \varphi) \sin \varphi - [M' - m' \cos (\varphi + \alpha)] \sin (\varphi + \alpha).$$

Diese Formel kann man sehr zweckmässig umändern. Es mache das astatische System, oder genauer die Halbirungslinie des Winkels α mit der auf dem Meridian senkrechten Horizontallinie den Winkel β, so ist $\varphi = 90^0 - \left(\beta + \frac{\alpha}{2}\right)$. Setzt man dann noch $m = m' = m_0$, da jedenfalls der Stoff der beiden Nadeln nahezu derselbe ist, also ihre temporären Momente m und m' nicht sehr verschieden von einander sind, so ist das auf die Nadeln ausgeübte Drehungsmoment:

[1]) In der citirten Gleichung ist $\Delta = \frac{2 n \pi M}{r}$. — [2]) E. du Bois-Reymond, Pogg. Ann. Bd. CXII, S. 1. 1861.*

$$D = (M - M')\cos\frac{\alpha}{2}\cos\beta + 2m_0\cos\alpha\cos\beta\sin\beta - (M + M')\sin\frac{\alpha}{2}\sin\beta.$$

Sind die Momente der Nadeln völlig gleich, also $M = M_I$, so verschwindet das erste Glied, sind die Nadeln einander völlig parallel, also $\alpha = 0$, das dritte; sind endlich die temporären Momente m_0 zu vernachlässigen, so ist das zweite Glied zu vernachlässigen.

Die Gleichgewichtslagen des astatischen Systems in anderen Fällen sind durch Betrachtung der Aenderung der Vorzeichen des Drehungsmomentes D zu ermitteln. Wir wollen dabei den Winkel β von 0 bis 360° in der Richtung zählen, den der Nordpol der Nadel m beschreibt, wenn das astatische System aus der auf dem Meridian senkrechten Aequatoriallage in die Meridianlage übergeht. Die Aequatoriallagen treten also für $\beta = 0$ und 180°, die Meridianlagen für $\beta = 90°$ und 270° ein. Praktisch wichtig sind folgende Fälle:

1. $M = M'$ und $\alpha = 0$. Labiles Gleichgewicht des Systems für $\beta = 0$ und 180°, stabiles für $\beta = 90$ und 270°.

2. $\alpha = 0$ und $M > M'$. Stabiles Gleichgewicht für $\beta = 90°$. Kann $2m_0\cos\alpha\sin\beta > (M - M')\cos\frac{\alpha}{2}$ werden, so ist auch für $\beta = 270°$ stabiles, im gegentheiligen Fall labiles Gleichgewicht.

3. $M = M' = M_0$. Ist einmal $m_0\cos\alpha\cos\beta - M_0\sin\frac{\alpha}{2}$ schon für sehr kleine Werthe von β negativ, so ist stabiles Gleichgewicht für $\beta = 0$ und labiles für $\beta = 180$. Ist $m_0\cos\alpha\cos\beta - M_0\sin\frac{\alpha}{2}$ schon für kleine Werthe von β positiv, so ist für $\beta = 0$ das Gleichgewicht labil; stabil dagegen für $\beta = \pm\alpha_I$, wo α_I zwischen 0 und 90° liegt und sich letzterem um so mehr nähert, je kleiner α ist.

4. Alle drei Glieder von D bestehen. Stabiles Gleichgewicht für $\beta = \alpha_1$, wo $\alpha_1 > \alpha$ zwischen 0 und 90° liegt. Labiles Gleichgewicht für $\beta = 180 + \alpha_{II}$, wo $\alpha_{II} < \alpha_I$ ist. Je nach dem Verhältniss der Kräfte kann auch noch im vierten Quadranten eine stabile Gleichgewichtslage für $\beta = 270 + \alpha_{III}$, eine labile für $\beta = 270 + \alpha_{IV}$ eintreten, wo $\alpha_{IV} > \alpha_{III}$ ist. Ist $(M - M')\cos\frac{\alpha}{2} = (M + M')\sin\frac{\alpha}{2}$, so sind die Gleichgewichtslagen symmetrisch gegen einen Durchmesser, der um 45° von der Aequatoriallinie abweicht.

5. Wird m_0 immer kleiner, so finden sich im vierten Quadranten keine Gleichgewichtslagen; die anderen nähern sich im ersten und dritten Quadranten demselben Durchmesser, dessen Winkelabstand ψ von der Aequatoriallage für $m_0 = 0$ durch folgende Gleichung gegeben ist, welche der von Moser und Lloyd[1]) aufgestellten (Thl. II, §. 196) völlig entspricht:

[1]) Humphrey Lloyd, Transact. of the Royal. Irish Academy Vol. XXII, Pt. I, p. 249. 1849.

$$tg\,\psi = \frac{M - M'}{M + M'}\,ctg\,\frac{\alpha}{2}.$$

54. Zu Thl. II, §. 238. **Magnetismus der Ellipsoide.** Aehnlich wie Plücker hat Dronke[1]) den Magnetismus zweier ungleichaxiger Ellipsoide von Eisen und Nickel bestimmt, deren Halbaxen 36^{mm}, $22{,}7686^{mm}$ und 18^{mm} betrugen, so dass sich die Quadrate derselben wie $A^2 : B^2 : C^2$ wie 400 : 160 : 100 verhielten. Dieselben waren an dem Silberfaden einer Drehwage zwischen zwei horizontalen Elektromagneten (zweien mit je 522 Windungen Kupferdrath umgebenen, conaxial in einem Abstand von 1475^{mm} von einander hingelegten Eisenkernen von 540^{mm} Länge und 100^{mm} Dicke, deren einander zugekehrte Enden abgerundet waren) so aufgehängt, dass die eine der drei Hauptaxen vertical hing, und die grössere horizontale Hauptaxe mit der magnetischen Axe zusammenfiel. Bei der bedeutenden Entfernung der Magnete kann man das Magnetfeld, in dem sie sich befanden, als gleichartig ansehen. Es wurde die Schwingungsdauer der Ellipsoide bestimmt, indem man ihre Durchgänge durch die Gleichgewichtslage durch ein Fernrohr beobachtete und gleichzeitig die Zeit an einem Chronometer ablas. Die Versuche wurden jedesmal bei zwei, um 180° von einander abstehenden Lagen der Ellipsoide angestellt. Die Oscillationsdauern betrugen, je nachdem die grössere, mittlere oder kleinste Axe vertical hing, bei dem Ellipsoid von

	ϑ_a	ϑ_b	ϑ_c
Eisen . . .	99,5	154	104
Nickel . .	145,5	51	83,5.

Die Gleichung (4) des §. 238, Tbl. II.

$$\frac{A^2 + C^2}{\vartheta_{a^2}} + \frac{B^2 + C^2}{\vartheta_{b^2}} - \frac{A^2 + C^2}{\vartheta_{c^2}} = 0$$

wurde so weit erfüllt, dass die Summe der ersten beiden Glieder in derselben resp. 7,612 und 6,920, das dritte Glied 7,726 und 7,030, also die Differenz nur 0,114 und 0,110 betrug. Der Winkel w zwischen den magnetischen Axen ergab sich im Mittel

bei dem Ellipsoid von Eisen . . 28°5′
„ „ „ „ Nickel . . 29°58′.

Bei directer Bestimmung der Lage der Axen nach der Methode von Plücker ergab sich dieser Winkel beim Eisenellipsoid etwa 28°, beim Nickelellipsoid nahe 30°. Wäre die Inductionsconstante des Eisens und Nickels $k = 1$, so würde $w = 27°30'$ sein. In Folge der Abweichungen ergiebt sich für Eisen $k = 0{,}9945$, für Nickel $k = 0{,}9741$; indess würden kleine Beobachtungsfehler diese Zahlen wesentlich abändern.

55. Zu Thl. II, §. 240. **Die Vertheilung der magnetischen Mo-**

1) Dronke, Pogg. Ann. Bd. CXVII, S. 437. 1862.*

mente der Moleküle eines linearen Stabes hat Lamont [1]) in einfacher Weise berechnet. Dieselben setzen sich zusammen aus dem durch die ursprüngliche magnetisirende Kraft erregten Moment und dem durch die Wechselwirkung der Moleküle auf einander erregten Moment. Wir nehmen an, dass nur die unmittelbar einander berührenden Pole zweier Moleküle auf die benachbarten Moleküle magnetisirend einwirken, und die freien Magnetismen der Moleküle nur an den Enden der magnetischen Axe derselben angehäuft seien. Ist dann z. B. der freie Magnetismus an den Polen zweier benachbarter Moleküle A und B in Folge der directen Magnetisirung durch äussere Kräfte μ_1 und μ_2, so wird der Magnetismus μ_1 in dem Molekül B eine Vertheilung der Magnetismen $\pm \alpha \mu_1$, der Magnetismus μ_2 in A die Magnetismen $\pm \alpha \mu_2$ hervorrufen. $\alpha \mu_1$ inducirt in A wiederum den Magnetismus $\alpha^2 \mu_1$ und $\alpha \mu_2$ in B den Magnetismus $\alpha^2 \mu_2$. So erhalten zuletzt die Moleküle A und B folgende Magnetismen:

$$m_1 = \mu_1 + \alpha\mu_2 + \alpha^2\mu_1 + \alpha^3\mu_2 + \alpha^4\mu_1 + \cdots = \frac{\mu_1 + \alpha\mu_2}{1 - \alpha^2}$$

$$m_2 = \mu_2 + \alpha\mu_1 + \alpha^2\mu_2 + \alpha^3\mu_1 + \alpha^4\mu_2 + \cdots = \frac{\mu_2 + \alpha\mu_1}{1 - \alpha^2}.$$

Sind die durch äussere Kräfte hervorgerufenen Magnetismen beider Moleküle $\mu_1 = \mu_2$, so ist

$$m_1 = m_2 = \frac{\mu}{1 - \alpha}.$$

Ist der Abstand der Pole jedes Moleküles ε, so ist das Moment desselben $M_1 = \mu\,\varepsilon$, und das Moment beider zusammengelegter Moleküle

$$M_2 = \frac{2}{1 - \alpha} \cdot \mu\,\varepsilon.$$

In analoger Weise würden sich die Momente beim Zusammenlegen von mehreren Molekülen bestimmen lassen. So erhielte man z. B. das Moment von fünf zusammengelegten Molekülen:

$$M_5 = \frac{5 + 8\alpha - \alpha^2}{1 - 3\alpha^2}\,\mu\,\varepsilon, \quad \text{u. s. w.}$$

Liegen mehr Elemente zusammen, die durch äussere Kräfte magnetisirt worden sind, so lässt sich die Rechnung in ganz analoger Weise durchführen. Es sei ein Stab aus n gleichen Elementen zusammengesetzt. Das Element r habe allein den freien Magnetismus $\pm\mu$. Wir können dann entsprechend den obigen Betrachtungen berechnen, welchen Magnetismus das Molekül $r - s$ und $r + s$ annimmt. Derselbe stellt sich nach Lamont durch den Werth μA^s dar, in welchem

[1]) Lamont, Jahresbericht der Münchener Sternwarte für 1854.

$$A^s = \alpha^s \cdot \Sigma = \alpha^s \left(\frac{1}{(1-x)^{s+1}} + \alpha^2 \cdot \frac{1}{(1-x)^{s+2}} \frac{1}{x} + \alpha^4 \cdot \frac{1}{(1-x)^{s+3}} \frac{1}{x^2} + \cdots \right)$$

$$= \alpha^s \left(\frac{1}{(1-x)^s} \cdot \frac{1}{1 - \left(\frac{x^2 + \alpha^2}{x} \right)} \right)$$

ist, wo in Σ jedesmal nach der Entwickelung der Potenzen die x enthaltenden Glieder fortgelassen werden.

Wird die Summe entwickelt, und sodann

$$\frac{\alpha}{q} = 1 - \alpha^2 - \alpha^4 - 2\,\alpha^6 - 5\,\alpha^8 - 14\,\alpha^{10} - 42\,\alpha^{12} \ldots \text{ oder } \alpha = \frac{q}{1+q^2}$$

$$k = 1 + \frac{2}{1}\alpha^2 + \frac{4.3}{1.2}\alpha^4 + \frac{6.5.4}{1.2.3}\alpha^6 + \frac{8.7.6.5}{1.2.3.4}\alpha^8 = \frac{1}{1-2\alpha q} = \frac{1+q^2}{1-q^2}$$

gesetzt, so ist der freie Magnetismus des $r$ten, $r+1$ten u. s. f. Elementes

$$\mu_r = k\mu\, q^0; \quad \mu_{r+1} = k\mu\, q^1; \quad \mu_{r+2} = k\mu\, q^2 \text{ u. s. f.}$$

Am Ende des Stabes kann die Vertheilung nicht weiter fortschreiten; daselbst erhalten die Elemente den freien Magnetismus:

$$\mu_n = k\mu\,(q^{n-r} - q^{n+r+2}); \quad \mu_{n-1} = k\mu\,(q^{n-r-1} - q^{n-r+3});$$
$$\mu_{n+2} = k\mu\,(q^{n-r-2} - q^{n-r+4}) \text{ u. s. f.}$$

Auf diese Weise erhält man den im $m$ten Element durch den Magnetismus des $r$ten Elements inducirten Magnetismus:

$$\mu_m = \frac{k\mu}{1 - q^{2n+2}} (q^{m-r} + q^{2n+m+r+2} - q^{2n-m-r+2} - q^{m+r}).$$

Besitzen alle Elemente des Stabes gleichen ursprünglichen Magnetismus, so müssen wir, um die Magnetisirung des $m$ten Elementes zu bestimmen, in die Formel für r alle Werthe zwischen 1 und n einsetzen und addiren. Dann wird

$$\mu_m = \frac{k\mu\,(1+q)}{1-q} - \frac{k\mu\,(1+q)}{(1-q)(1+q^{n+1})} [q^m + q^{n-m+1}] \text{ [1]}.$$

[1]) Diese Formel erhält man auch folgendermaassen: Es mögen die Moleküle 1, 2 ... ursprünglich die freien Magnetismen $\mu_1, \mu_2, \mu_3 \ldots$ erhalten, nach ihrer gegenseitigen Einwirkung auf einander mögen sie die Magnetismen $m_1, m_2 \ldots$ besitzen; dann ist

$$m_1 = \mu_1 + \alpha m_2; \; m_2 = \mu_2 + \alpha\,(m_1 + m_3); \ldots \; m_n = \mu_n + \alpha\,(m_{n-1} + m_{n+1}).$$

Ist nun der ursprüngliche Magnetismus μ aller Moleküle gleich; ist ferner die Länge ε eines Moleküls gegen seinen Abstand z vom Ende des Stabes sehr klein, so können wir $m_n = f(z)$, $m_{n-1} = f(z-\varepsilon)$, $m_{n+1} = f(z+\varepsilon)$ setzen und diese Werthe in Reihen entwickeln. Wir erhalten dann

$$m_n = \mu^n + 2\,\alpha\,(f + \frac{1}{1.2}\frac{d^2 f}{d z^2}\varepsilon^2 + \ldots);$$

welcher Gleichung durch einen Ausdruck:

$$f = \frac{\mu}{1-2\alpha} + B e^{\beta l}\left(e^{-\beta x} + e^{\beta x}\right)$$

genügt wird, wo $2\,l$ die Länge des Stabes, $x = l - z$ und B eine Constante ist. Dieser Ausdruck schliesst die Bedingung in sich, dass an beiden Enden des Stabes der Magnetismus gleich ist.

Diese Formel stimmt im Wesentlichen mit der von Green gegebenen überein.

Bildet der magnetische Körper einen geschlossenen Kreis von n Elementen, in welchem in den Elementen 1 bis s der gleiche Magnetismus μ durch äussere Kräfte erregt worden ist, so ergiebt sich nach Lamont der Magnetismus des $m$ten Elementes:

$$M = k\mu \frac{1 - q^s}{(1 - q)(1 - q^n)} (q^{m-s+1} + q^{n-m}).$$

Wird also der geschlossene Kreis durch einen Elektromagnet von der Länge λ gebildet, an den ein Anker von der Länge λ_1 angelegt wird, so kann, abgesehen von der Wirkung der Magnetisirungsspirale auf den Anker, der freie Magnetismus der Endflächen des Magnetes dargestellt werden durch einen Werth von der Form

$$M_0 = A \frac{(1 - h^{\lambda})(1 + h^{\lambda_1})}{1 - h^{\lambda + \lambda_1}}$$

und die Tragkraft des Magnetes

$$P = 2 M_0^2.$$

In ähnlicher Weise berechnet Lamont auch die Anziehung zweier einander nicht berührender Stahlmagnete, die in einer Linie liegen, oder auch mit ihren beiden Polen einander gegenüberstehen.

Wollte man berücksichtigen, dass mit steigender magnetisirender Kraft die durch dieselben hervorgerufenen Magnetismen sich allmälig einem Maximum nähern, so könnte man den Werth μ durch $\frac{\gamma\mu}{1 + \gamma\mu}$ ersetzen.

56. Zu Thl. II, §. 261. Pole eines Magnetes nennt man die Angriffspunkte gleicher und paralleler magnetischer Kräfte, z. B. des Erdmagnetismus, welche auf die, auf beiden Hälften derselben verbreiteten freien Magnetismen wirken. Würden wir also die freien Magnetismen als Ordinaten auf dem Magnet als Abscissonaxe auftragen, so entspräche ihre Lage der Abscisse des Schwerpunktes der so gezeichneten Fläche (Thl. II, §. 319). Wir haben nun schon Thl. II, §. 55 angegeben, dass man durch Beobachtung der Schwingungsdauer einer Magnetnadel, welche vor verschiedenen Punkten eines vertical aufgestellten Magnetstabes aufgehängt ist, bestimmen kann, dass diese Pole nicht ganz mit dem Ende des Stabes zusammenfallen. Bei dieser Beobachtungsmethode ändert sich indess bei verschiedener Entfernung der Nadel von dem Stabe die Richtung der Kräfte zwischen den einzelnen Stellen des Stabes und den Polen der Nadel. Dasselbe geschieht, wenn man einen Magnetstab in horizontaler Lage in die magnetische Ostwestlage bringt und neben demselben und ihm parallel eine Declinationsnadel verschiebt, bis dieselbe sich in die Richtung des magnetischen Meridians einstellt. Damit die Resultante der vom Magnet ausgehenden Kräfte diese Richtung hat, muss man die

Nadel viel weiter zum Ende des Stabes hinschieben, als wenn sie gerade dem eigentlichen Pol desselben gegenüberstehen sollte. Wollte man auf diese Weise den Pol bestimmen, so müsste die Nadel etwas weiter von dem Stabe entfernt sein, dass man jene Kräfte als parallel ansehen könnte. Bei weiterer Entfernung der Nadel muss man dieselbe daher mehr von dem Ende des Stabes entfernen, um sie zur Einstellung zu bringen. Dabei tritt dann aber wiederum die Einwirkung des entfernter liegenden Poles mehr und mehr hervor, so dass bei noch grösserem Abstand von dem Stabe die Nadel wiederum weiter gegen sein Ende vorgeschoben werden muss. Dies zeigen auch folgende Versuche: Es wurde ein Eisenstab von 1^m Länge und 32^{mm} Durchmesser in der magnetischen Ostwestlage horizontal hingelegt. Derselbe war seiner ganzen Länge nach mit Drathwindungen umgeben, durch die ein Strom geleitet wurde. Parallel neben demselben wurde eine Magnetnadel von 32^{mm} Länge, deren Axe in verschiedenen Abständen b von der Axe des Stabes sich befand, so lange verschoben, bis sie sich jedesmal in den magnetischen Meridian einstellte, und nun der Abstand a des in ihrer Verlängerung liegenden Punktes des Stabes von dem zunächst liegenden Ende desselben notirt. So ergab sich:

b	60^{mm}	77,5	96,5	113,5	149,5	167,5	205	275,5	295,5
a	43^{mm}	54,5	65	72	79	83	86	77	71

und ebenso bei einem 500^{mm} langen, 10^{mm} dicken Eisenstabe:

b	72	90	109	127	145	163	181
a	37,5	44	48	48	46,5	42,5	38,7.

Nach diesen Beobachtungen müssten also bei den beiden Stäben von 1000 und 500^{mm} Länge die Pole jedenfalls weiter von den Enden derselben entfernt sein als 86^{mm} und 48^{mm}.

Ohne complicirte Rechnung wird man auf diese Weise die Lage der Pole eines Magnetstabes nicht bestimmen können; die einfachste experimentelle Methode, den Abstand l der Pole von einander, also auch von den Enden des Stabes aufzufinden, ist die Thl. II, §. 261 angegebene, indem man das Moment der Stäbe durch das Moment der Längeneinheit in seiner Mitte dividirt.

57. Zu Thl. II, §. 307. **Gesetze der Elektromagnete.** Mit meiner Ansicht, dass die von Dub aufgestellten Sätze in Bezug auf die Abhängigkeit des Momentes der Stäbe von ihrer Dicke und ihrer Länge, auf die Vertheilung der magnetischen Momente und freien Magnetismen nur als empirische, innerhalb der Beobachtungsgrenzen gültige Ausdrücke, nicht aber als allgemein gültige theoretische Gesetze anzusehen seien, hat sich Dub [1]) nicht einverstanden erklärt. Da mir seine Einwände auf Missverständnissen meiner Ausführungen sowohl, als auch der Bedeutung der

[1]) Dub, Pogg. Ann. Bd. CXV, S. 198. 1862.*

Grundbegriffe und ihrer Beziehnngen zn einander zu beruhen schienen, so habe ich die in diesem Werke kurz berührten Punkte in diesem Felde weiter ansgeführt [1]), nnd namentlich auch vom theoretischen Standpnnkt, dessen Richtigkeit a priori ohne Versuche festzustehen scheint, die Allgemeingültigkeit der scheinbar so einfachen Sätze von Dub zn widerlegen gesucht.

So erscheint es z. B. von vornherein nicht gut möglich, dass die Momente der, nnr ihrer ganzen Länge nach mit der Magnetisirnngsspirale bedeckten Stäbe eine einfache Function (der Quadratwurzel) ihrer Länge allein seien. Das magnetische Moment M eines Stabes ist nämlich eine Fnnction f der auf seine einzelnen Punkte wirkenden magnetisirenden Kräfte. Aendern sich diese letzteren auf der Länge der Stäbe von ihrer Mitte an, so können wir sie wiederum als eine Fnnction φ des Abstandes α der einzelnen Punkte von der Mitte darstellen, so dass $M = f[\varphi(\alpha)]$ wäre. Wäre nun in einem Stabe von $n$facher Länge die Vertheilung der magnetisirenden Kräfte ganz dieselbe, wie in dem Stabe von einfacher Länge, so würden wir sein Moment M_n erhalten, indem wir in obiger Gleichung für α den Werth $n\alpha$ setzten. Es wäre in diesem Fall möglich, wenn auch durchaus nicht nöthig, dass alle Glieder von M_n dieselbe Potenz n^β, z. B. die Quadratwurzel von n enthielten, wo dann $M_n = n^\beta f[\varphi(\alpha)]$ geschrieben werden könnte, und die Function $f[\varphi(\alpha)]$ bei verschiedenen Stäben dieselbe wäre. Nur in diesem Fall nähme das Moment M_n der verschieden langen Stäbe dem Werth n^β proportional zu. Aendert sich aber ausser der Länge auch noch die Vertheilung der magnetischen Momente, so ändert sich nicht nur α in $n\alpha$, sondern auch die Form der Function φ. Dann können also durchaus nicht mehr die Momente M einfach einer Potenz der Länge proportional sein. Letzteres ist aber bei den, ihrer ganzen Länge nach mit der Magnetisirungsspirale bedeckten Stäben der Fall, da mit wachsender Länge der Stäbe die Länge ε der Enden derselben nahezn constant bleibt, auf der die magnetischen Scheidungskräfte sich um mehr als eine bestimmte Anzahl Procente von den Kräften in der Mitte des Stabes ändern; die Länge $l - 2\varepsilon$ der mittleren Theile, in denen jene Aenderung unter dem betreffenden Werth bleibt, aber zunimmt. Aehnlich liegende Punkte sind also durchans nicht von gleichen magnetisirenden Kräften erregt. Im Gegentheil, ist der Stab sehr lang, so treten die Endstücke gegen das mittlere Stück immer mehr zurück, sein Moment wird immer mehr sich demjenigen nähern, welches er erhielte, wenn auf alle seine Theile gleiche magnetisirende Kräfte wirkten, nud welches dann durch die, vermittelst Integration aus der Green'schen Formel erhaltene Gleichung $M = 2\left(al - \frac{b}{\log m}(\mu^l - \mu^{-l}\right)$ dargestellt wird [2]). Selbst wenn also z. B. bei zwei bestimmten Stäben

[1]) G. Wiedemann, Pogg. Ann. Bd. CXVII, S. 218. 1862.* — [2]) In Thl. II, §. 302 sind die Momente der Stäbe als Ganzes, wie es auch die Formel daselbst

von der Länge l und nl sich die Momente zufällig wie $l : n^{\beta} l$ verhielten, so würde dieses Verhältniss doch durchaus nicht bei allen beliebigen Werthen von n eintreten. — Ganz analoge Betrachtungen würden sich über die entsprechende Abhängigkeit der Momente der Stäbe von ihrer Dicke anstellen lassen. — Ohne auf diese Begründung einzugehen, hat Dub [1]) dagegen einen neuen Aufsatz geschrieben, in welchem er namentlich daran Anstoss nimmt, dass ich die für lineare Magnetstäbe gültigen Formeln auch anf solche von endlicher Dicke angewendet hätte. Ist aber die Länge der Stäbe sehr gross gegen ihre Dicke, so wird ihr Zustand sich immer mehr dem der linearen Stäbe nähern; und so dürften (mit Rücksicht auf die Abnahme der Scheidungskraft an den Enden) wohl die Resultate, welche bei den längeren von Lenz und Jacobi angewendeten Stäben erhalten wnrden, deren längster (4 Fuss lang, $1^3/_4$ Zoll dick) 27,43mal so lang ist als dick, mit dieser Formel verglichen werden. Ebenso ist leicht einznsehen, dass meine, der Einfachheit halher für lineare Stäbe angestellten Betrachtungen für die Abweichung des beobachteten Momentes an einzelnen Stellen der Stäbe von dem berechneten, sowie die Beziehungen zwischen freiem Magnetismus und Moment, auch für dickere Stäbe ihre Gültigkeit bewahren. Ich bedaure, dass auch alle übrigen Einwände von Dub gegen meine Ausführungen, sowohl in Betreff seiner Sätze, als auch des a priori, schon ohne experimentellen Beweis richtigen Satzes von Thomson, nicht zntreffen dürften, nnd zum Theil selbst his in die Einzelheiten anf bedeutenden Missverständnissen beruhen, die sich ohne Schwierigkeit bei einer genauen Durchsicht dieses Werkes und meines Aufsatzes, sowie der Auslegungen ergeben dürften, welche Dub ihnen gegenüberstellt [2]).

58. Zu Thl. II, §. 316. Die Vertheilung der magnetischen Momente in Stahlstäben. Die Vertheilung der magnetischen Momente in Stäben hat Rothlauf [3]) in ähnlicher Weise wie van Rees dnrch die Inductionswirkung auf eine auf ihnen befindliche Drathrolle untersncht. Die Drathrolle bestand aus 2 über einander befindlichen Lagen von Knpferdrath, die auf einer Länge von 3,3 Linien einen Messingcylinder bedeckten. Der innere Durchmesser der Windnngen betrug 2, der äussere 3,6 Linien. Dieselben liessen sich gerade beqnem auf die cylinder-

---

zeigt, nur durch einfache Summation der nach der Formel von van Rees berechneten Momente ihrer einzelnen Theile, nicht aber nach obiger allgemeiner Formel berechnet (vergl. Dnb l. c. S. 237). — [1]) Dub, Pogg. Ann. Bd. CXVIII, S. 516. 1863.* — [2]) So hatte ich z. B. (l. c. S. 236) gesagt, dass das Moment m der Stäbe von verschiedener Dicke d nach Lenz und Jacobi proportional dem Dnrchmesser derselben znnehme (nicht sei, es entspricht nämlich nach Lenz und Jacobi bei dickeren Stäben der empirischen Formel $m = 0{,}08664 + 0{,}1588\, d$). Um nnn zu beweisen, wie viel weniger genan ich es mit den für meine Ansicht (gegen ihn) sprechenden Versnchen nehme, als im anderen Falle, zeigt dagegen Dub, dass die Quotienten $\frac{m}{d}$ von 44 — 25 abnehmen n. dgl. m. — [3]) Kasp. Rotblauf, Ueber die Vertheilnng des Magnetismus in cylindrischen Stahlstäben. München 1861;* auch Pogg. Ann. Bd. CXVI, S. 592.*

förmigen Magnete aufschieben. Die Enden der Drathrolle waren mit einem Galvanometer mit Spiegelablesung verbunden. In der Spirale wurde der auf einem Schlitten befestigte Magnetstab vermittelst einer Schraube genau in verschiedenen Lagen festgestellt, da eine kleine Veränderung der relativen Lage des Magnetes und der Spirale schon sehr bedeutende Aenderungen in den Resultaten hervorrufen kann.

Die Drathrolle selbst befand sich in einer, an einem langen senkrechten Hebelarm befestigten Gabel; der Hebelarm wurde durch eine starke Feder gegen ein Messingstück gedrückt. Wurde dieses vermittelst eines Fadens gehoben, so bewegte sich in Folge des Federdruckes der Hebelarm mit der Drathrolle zurück, bis er an eine kleine Schraube anschlug. Auf diese Weise konnte die Spirale schnell über eine kleine Strecke auf der Oberfläche des Magnetes (2,286''') fortbewegt werden. Die Versuche wurden jedesmal auf beiden Hälften der Magnete angestellt und das Mittel der Resultate genommen. Aus den beobachteten Werthen wurde die magnetische Intensität an jeder Stelle nach einer Formel berechnet, welche aus einer theoretischen Berechnung der Summe der Inductionswirkungen der der Inductionsspirale benachbarten Elemente der Magnete auf dieselbe bis zu je 13,716 Linien auf beiden Seiten der Mitte jeder ihrer Windungen hervorging. Die Vertheilung der Momente wurde für diese Elemente durch eine Formel $\mu = a + by + cy^2$ dargestellt, wo y den Abstand des Elementes von der Mitte der Spirale ausdrückt. Die Constanten wurden aus einzelnen Beobachtungen berechnet.

Die an 2mal 3 Stahlcylindern von 1,74''' Dicke und 4,8 und 10 Zoll Länge angestellten Beobachtungen schliessen sich bis auf die Beobachtungswerthe an den Enden, welche viel zu klein ausfallen, recht gut der Kettenlinie an; nur nehmen die Werthe von der Mitte der Stäbe gegen das Ende hin allmälig ein wenig zu, indem wohl hier der freie am Ende des Stabes befindliche Magnetismus rückwärts vertheilend auf die übrigen Stellen wirkt, welche Wirkung nicht in die Berechnung gezogen ist.

So ergab z. B. der beobachtete (α) und nach der Formel der Kettenlinie berechnete (β) Ausschlag der Galvanometernadel, und die Differenz Δ beider, als die Mitte der Inductionsspirale um $2{,}286 . x$ Linien von dem einen oder anderen Ende eines 10 Zoll (I), 8 Zoll (II), 4 Zoll (III) langen Stabes entfernt war:

Magnet I. Länge = 10 p Zoll; Dicke = 1,74 Lin.

	Ablenkung		Moment				
x	N. Pol	S. Pol	N. Pol	S. Pol	Mittel α	β	Δ
0	27,64	27,60	74,36	75,17	74,76	32,03	− 42,73
2	31,95	31,05	28,41	27,43	27,92	28,52	+ 0,62
4	26,78	25,10	27,16	25,22	26,19	25,39	− 0,80
6	23,54	22,00	23,51	21,90	22,70	22,60	− 0,10
8	20,44	19,30	20,34	19,09	19,71	20,08	+ 0,37
10	18,00	17,84	17,99	17,79	17,89	17,88	− 0,01
12	15,67	16,57	15,56	16,66	16,11	15,91	− 0,20
14	13,84	14,88	13,71	14,89	14,30	14,14	− 0,16
16	12,74	13,07	12,75	13,02	12,88	12,55	− 0,33
18	11,37	11,73	11,37	11,75	11,56	11,13	− 0,43
20	9,94	9,90	9,89	9,82	9,85	9,88	+ 0,03
22	8,80	8,73	8,79	8,57	8,68	8,74	+ 0,06
24	7,50	7,70	7,40	7,71	7,55	7,73	+ 0,18
26	6,80	6,30	6,73	6,15	6,44	6,82	+ 0,38
28	6,54	5,80	6,59	5,81	6,20	5,99	− 0,21
30	5,80	4,90	5,81	4,90	5,35	5,25	− 0,10
32	5,10	4,25	5,10	4,26	4,68	4,58	− 0,10
34	4,37	3,45	4,36	3,45	3,90	3,97	+ 0,07
36	3,74	2,44	3,74	2,44	3,09	3,42	+ 0,33
38	2,90	2,00	2,90	2,00	2,45	2,91	+ 0,46

Magnet II. Länge = 8 p. Zoll; Dicke = 1,74 Lin.

0	22,50	24,57	60,91	65,82	63,36	31,51	− 31,85
2	25,47	28,40	22,63	25,70	24,16	26,66	+ 2,50
4	20,60	22,67	20,67	22,80	21,73	22,55	+ 0,82
6	18,03	19,20	17,98	19,03	18,50	19,08	+ 0,58
8	15,83	16,47	15,84	16,42	16,13	16,13	+ 0,00
10	13,30	13,97	13,18	13,85	13,52	13,64	+ 0,12
12	11,58	12,00	11,50	11,90	11,70	11,52	− 0,18
14	10,30	10,70	10,32	10,78	10,55	9,72	− 0,83
16	8,67	8,57	8,57	8,52	8,54	8,21	− 0,33
18	7,30	6,77	7,29	6,74	7,01	6,91	− 0,10
20	5,77	5,67	5,67	5,69	5,68	5,80	+ 0,12
22	4,70	4,44	4,67	4,47	4,57	4,87	+ 0,30
24	3,77	3,05	3,82	2,94	3,38	4,05	+ 0,67
26	2,38	2,20	2,38	2,20	2,29	3,36	+ 1,07

Magnet II. Länge = 4 p. Zoll; Dicke = 1,74 Lin.

	Ablenkung		Magnetismus				
x	N. Pol	S. Pol	N. Pol	S. Pol	Mittel α	β	Δ
0	18,55	16,34	51,76	45,56	48,66	25,74	— 22,92
2	19,71	16,96	17,38	14.80	16,09	18,37	+ 2,28
4	13,95	12,05	13,94	11,81	12,87	13,10	+ 0,23
6	10,34	8,67	10,20	8,46	9,33	9,33	+ 0,00
8	7,29	6,20	7,21	5 70	6,45	6,62	+ 0,17
10	4,63	4,85	4,52	5,01	4,76	4,68	— 0,08
12	2,40	3,43	2,40	3,43	2,91	3,26	+ 0,35

Rothlauf sucht durch seine Methode die Ungleichheiten in den Beobachtungen von **van Rees** zu vermeiden, bei denen die Inductionsspirale ganz von dem Magneten abgezogen wurde, und wo sich stets ungleiche Werthe bei dem Abziehen über den einen oder den anderen Pol ergaben. Theoretisch sind diese Ungleichheiten nicht begründet, wenn nur die Rolle jedesmal so weit von dem Magnet entfernt wurde, dass zuletzt das Potential der freien Magnetismen auf die Rolle gleich Null war. Es ist indess möglich, dass dies nicht vollständig auf beiden Seiten erreicht wurde, oder dass bei dem Abziehen die Zeit der Bewegung der Rolle, also die Zeitdauer des Inductionsstromes nicht ganz gegen die Schwingungsdauer der Nadel des Galvanometers zu vernachlässigen war, und so beim Abziehen der Rolle über den entfernteren Pol diese Verzögerung der Induction stärker hervortrat, als beim Abziehen über den näher liegenden Pol.

Am Ende der Stäbe werden natürlich bei beiden Methoden die Versuche zu kleine Werthe geben, da dann nicht mehr auf beiden Seiten der Inductionsrolle inducirende Magnetelemente sich vorfinden; ausserdem werden die Inductionsströme nicht genau dem Moment des in der Mitte der Rolle liegenden Elementes entsprechen, sondern kleiner sein, da die Momente gegen die Enden der Stäbe hin immer schneller abfallen [1]).

59. Zu Thl. II, §. 320. **Wechselwirkung der parallelen Lamellen eines Magnetes.** Werden zwei permanent magnetisirte Stahllamellen parallel in gleichem Sinne aneinandergelegt, so erleiden sie einen temporären, und nach dem Trennen auch einen permanenten Verlust an Magnetismus. Bei wiederholtem Zusammenlegen wächst dieser zweite Verlust

[1]) Vergl. meine Berechnung für einen linearen Stab, welche aber die analogen Resultate für einen dickeren Stab geben muss; Pogg. Ann. Bd. CXVII. S. 223. 1862.

nicht mehr. Der temporäre Verlust der so constant gewordenen Lamellen beim unmittelbaren Zusammenlegen ($x = o$) und beim Annähern auf verschiedene Entfernungen x lässt sich nach Lamont[1]) durch die Formel

$$v = m \cdot \frac{1}{a + bx}$$

ausdrücken, wo a und b Constante sind, m der ursprüngliche Magnetismus der Lamellen für sich ist. — So ergab sich unter Andern das Moment m_I zweier Lamellen und ihr Verlust v beim Zusammenlegen:

	m_I	v beob.	v berechn.
Beide für sich allein 31,7 + 32,7 =	64,4	—	—
Beide zusammen $x = 0$.	62,1	2,30	2,30
$x = 1{,}27$	62,70	1,67	1,70
$x = 2{,}54$	63,05	1,30	1,35
$x = 3{,}81$	63,4	1,08	1,00

Bei der Berechnung wurde $a = 28{,}00$, $b = 8{,}27$ gesetzt.

Ein ähnliches Resultat ergab sich beim Zusammenlegen von zwei Eisenlamellen von 43''',2 Länge, 5''',3 Breite, 0''',4 Dicke, in einer langen Magnetisirungsspirale. Die Momente derselben waren bei verschiedenen Zwischenräumen x.

		v beob.	v berech.
Beide für sich allein 37,88 + 38,1 =	75,98	—	—
Beide zusammen $x = 0$	44,25	31,73	31,74
$x = 0{,}93$	48,15	27,83	27,85
$x = 1{,}86$	50,90	25,08	24,67
$x = 2{,}79$	53,75	22,23	22,41

Die berechneten Werthe ergeben sich aus der obigen Formel, in der $a = 1{,}394$, $b = 0{,}360$ gesetzt wurde.

Auch beim Einbringen zweier Eisendräthe in eine Spirale ergaben sich analoge Resultate.

Bei einer Anzahl zusammengelegter Lamellen wirkt jede einzelne schwächend auf alle übrigen, so dass man also hiernach den Magnetismus eines Bündels von Lamellen oder eines Prismas berechnen könnte.

Bezeichnen dann M_1, M_2 so wie m_1, m_2 den Magnetismus, welchen eine jede Lamelle durch die ursprüngliche magnetisirende Kraft erhält und nachher beim Zusammenlegen mit den übrigen Lamellen annimmt, so ist

$$m_1 = M_1 - \frac{m_2}{\alpha_1} - \frac{m_3}{\alpha_2} - \frac{m_4}{\alpha_3} \ldots \text{u. s. f.}$$

wo α_1, α_2 u. s. f. Werthe von der Form $a + bx$ sind, die die durch die einzelnen Lamellen in m_1 bewirkten Verluste an Magnetismus bezeich-

[1]) Lamont, Sitzungsbericht der Münchener Akad. 1862. Bd. II, 2. S. 5.*

nen. Aus den n für den Magnetismus der n Lamellen gültigen Gleichungen lässt sich dann $m_1, m_2 \ldots$ berechnen. Die Zahl dieser Gleichungen wird sich, wenn z. B. eine gerade Anzahl von Lamellen zusammengelegt wird, auf $\frac{1}{2}n$ reduciren, da $m_1 = m_n$, $m_2 = m_{n-1}$ u. s. f. sein muss. Bei einer Reihe von Versuchen legte nun Lamont[1]) u. A. 1—12 gleiche Lamellen aufeinander, deren jede 43‴,2 Länge, 5,3‴ Breite und 0,4‴ Dicke besass. Dieselben wurden in einer Spirale von 212 Windungen magnetisirt. Es ergab sich

Zahl d. Lamellen	1.	2.	3.	4.	5.	6.
m	3,53	4,11	4,36	4,65	4,94	5,15
	7.	8.	9.	10.	11.	12.
m	5,39	5,61	5,83	6,05	6,27	6,44,

Wenn der Magnetismus jeder Lamelle für sich gleich Eins gesetzt wird, so ergiebt sich beim Zusammenlegen aller 12 Lamellen aus obigen Formeln:

$m_1 = m_{12}$	$m_2 = m_{11}$	$m_3 = m_{10}$	$m_4 = m_9$	$m_5 = m_8$	$m_6 = m_7$
0,323	0,172	0,116	0,095	0,087	0,082,

so dass also die Lamellen an den Seiten nur etwa $^1/_3$, die in der Mitte nur $^1/_{12}$ ihres ursprünglichen Momentes bewahren.

Die Werthe m lassen sich hier durch eine Exponentialformel von der Form

$$m_n = a + b\,(c^{n-1} - c^{p-n})$$

sehr gut darstellen, wo p die Zahl der Lamellen ist. Im vorliegenden Falle ist $a = 0{,}0821$, $b = 0{,}0241$, $c = 0{,}374$, $p = 12$.

Das Moment sämmtlicher Lamellen würde durch Summation dieser Werthe m erhalten werden.

Setzt man nun das Moment eines im Abstand x^{mm} von der Kante eines n^{mm} breiten Streifens gelegenen Linearmagnetes

$$m = a + b\,(e^{-kx} + e^{-k(n-x)}),$$

so erhält man bei der Integration das Moment des ganzen Streifens

$$M = an + \frac{2b}{k}(1 - e^{-kn}) = an + p\,(1 - q^n),$$

wo p und q neue Constante sind. So ergab sich z. B. das beobachtete und berechnete Moment von 6 verschiedenen Lamellen von 0,3‴ Dicke, 45,6‴ Länge und 1—6mal 2,3‴ Breite, welche in einer Magnetisirungsspirale magnetisirt wurden[2]):

Breite	1.	2.	3.	4.	5.	6.
M Beobacht.	2,69	4,05	5,04	5,77	6,52	7,12
M Berechn.	2,70	4,07	4,99	5,75	6,48	7,18.

Bei der Berechnung wurde $a = 0{,}6933$, $p = 302$, $q = {}^1/_3$ gesetzt.

Bei einem Hohlcylinder hat Lamont[2]) die Berechnung der Einwir-

---

1) Lamont, Pogg. Ann. Bd. CXIII, S. 242. 1861.* — 2) Ibid. S. 243.*

kung der einzelnen Lamellen auf einander ebenfalls durchgeführt, und erhält sein Moment gleich

$$m = \frac{d}{p + q \log d - \frac{c}{d^2}},$$

wo p, q und c Constante, d der Durchmesser des Cylinders ist. Bei weiteren Cylindern würde das letzte Glied im Nenner fortfallen und $m = \frac{d}{p + q \log d}$ sein.

Bei 7 hohlen Eisencylindern von $1{,}5^{mm}$ Blechdicke fand nun Lamont bei der Magnetisirung:

d	38,6	34,4	29,0	25,2	21,1	17,3	13,6
m (beob.)	64,92	59,90	53,70	47,87	43,26	35,65	32,42
m (berechn.)	65,09	59,97	53,22	48,34	42,93	37,76	32,56

wo bei der Berechnung $p = -0{,}0210$, $q = 0{,}3870$ gesetzt wurde.

Einen massiven Cylinder kann man ebenfalls als ein System von in einander geschobenen Röhren ansehen. Es lässt sich dann auch vermuthen, dass sich das Moment desselben in ähnlicher Weise wie das Moment zusammengelegter Lamellen darstellen lässt. In der That würde eine ganz ähnliche Exponentialformel recht gut mit den von v. Kolke (Thl. II, §. 346) erhaltenen Werthen übereinstimmen.

60. Zu Thl. II, §. 323. Zweckmässigste Form der Magnete. Aus all den Beobachtungsresultaten, welche wir angeführt haben, lassen sich zwar einzelne Bedingungen für die Herstellung kräftiger Magnete ableiten, genauere Bestimmungen aber doch noch nicht aufstellen; namentlich da die gebräuchlichen Magnete nicht solche Formen haben, dass wir durch einfache Formeln die Grösse ihres magnetischen Momentes aus ihren Dimensionen vollständig berechnen könnten.

Lamont[1]) hat nun die zweckmässigste Form der Magnete bestimmt, indem er verschieden gestaltete Eisenkerne in die Mitte einer langen Spirale brachte und ihr temporäres Moment bestimmte. Stahlkerne von gleicher Gestalt werden dann bei der Magnetisirung durch Streichen sich analog wie jene Kerne verhalten. — Am wenigsten Magnetismus zeigten bei gleicher Masse Prismen mit quadratischem Querschnitt und Cylinder; schmale und dünne Magnete sind vortheilhafter als breite und dicke, also lineare Magnete am vortheilhaftesten, wie sich dies auch unmittelbar bei der Betrachtung der Wechselwirkung der Moleküle ergiebt. Für die Praxis sind am zweckmässigsten flache prismatische, und vor allem flache, von der Mitte aus spitz zulaufende Magnete, deren Dicke und Breite möglichst verringert wird. Bei letzterer Form ist auch bei gleicher Länge und gleicher Breite in der Mitte das Gewicht nur die

[1]) Lamont, Pogg. Ann. Bd. CXIII, S. 239. 1861.*

Hälfte, das Trägheitsmoment $^1/_{3,75}$ von dem der flachen prismatischen, so dass jene bei weitem vorzuziehen ist. Jedenfalls dürfte bei Herstellung stärkerer Magnete und Magnetnadeln, nach dem schon Thl. II, §. 320 ausgesprochenen Prinzip, die Uebereinanderschichtung mehrerer Magnete in einiger Entfernung von einander der Anwendung dickerer Magnete vorzuziehen sein.

Bei prismatischen Stäben mit grösseren Querschnitten findet Lamont das Moment nahezu proportional der Quadratwurzel aus der Dicke x, indess nur bei dickeren Stäben, sonst aber entsprechend der Formel

$$\sqrt{\frac{ax + b}{x + c}}\, x,$$

wo a, b, c Constante sind.

61. Zu Thl. II, §. 342. Hohle Magnete[1]) besitzen eine schwächere Anziehungskraft als massive; dieselbe wird nicht gesteigert, wenn man den hohlen Magnet (z. B. von 70^{mm} Länge und 14^{mm} Dicke) zum grössten Theil seiner Länge bis auf etwa 5^{mm} von seinem, dem Anker zugekehrten Ende mit einem massiven Eisencylinder erfüllt. Werden die hohlen Magnete aber mittelst einer nur 5^{mm} dicken Eisenplatte an ihrem Ende geschlossen, so ist die Anziehung die gleiche, wie bei massiven Stäben. — Dasselbe gilt von Hufeisenmagneten.

62. Zu Thl. II, §. 454. Zurückführung der elektrischen und magnetischen Fernewirkung auf die Bewegung eines, den Raum erfüllenden magnetischen Fluidums. Wir haben schon Thl. I, §. 68 gewisse Analogieen angedeutet, welche zwischen dem Fliessen der Elektricität (oder der Wärme) durch Körper und den Gesetzen der Attraction von Elektricitätsmengen statthaben, welche an der Ein- und Austrittsstelle derselben auf dem Körper gelagert sind. Wir haben ferner Thl. II, §. 454 erwähnt, dass die Berechnungen, durch welche die magnetischen Phänomene auf eine Fernewirkung nach Art der Gravitation zurückgeführt werden, im Wesentlichen übereinstimmen würden mit den mathematischen Resultaten, welche man erhielte, wenn man eine magnetische Materie annähme, die sich von den Polen der Magnete in den Raum hin in der Richtung der Magnetkraftlinien verbreitete.

Diese Vorstellung eines den ganzen Weltraum erfüllenden magnetischen Fluidums ist übrigens schon alt. So nahm z. B. auch Euler ein solches an, welches auf eine höchst eigenthümliche Weise in den Nordpol der Magnete ein- und aus dem Südpol derselben austreten sollte, um durch den äusseren Raum zum Nordpol zurückzufliessen[2]).

---

1) Du Moncel, Compt rend. T. LIV, p. 1281. 1862.* — 2) Vergl. Eulers Briefe, deutsch von Kries 1794. Bd. III, Bf. 190 bis 197: vergl. auch eine auf Aetherströme gegründete Theorie der galvanischen Ströme und des Magnetismus von Challis, Phil. Mag. [4] Vol. XXI, p. 65. 92. 250. 1861.*

Ganz ähnliche Analogieen zwischen den magnetischen und elektrischen Fernewirkungen und der Fortpflanzung von Bewegungen von Theilchen zu Theilchen lassen sich noch mehrfach auffinden, ohne dass man deshalb die verschiedenen Erscheinungen unmittelbar auf dieselbe Ursache zurückzuführen nöthig hat.

So hatte Helmholtz [1]) nachgewiesen, dass eine in Wirbelbewegung befindliche Flüssigkeitsmasse a, deren Bewegungen nicht auf die gewöhnlichen hydrodynamischen Gleichungen zurückgeführt werden können, einem anderen Theilchen b der Flüssigkeitsmasse eine Geschwindigkeit ertheilt, welche senkrecht steht auf der durch die Rotationsaxe und das zweite Theilchen gelegten Ebene; und dass die Geschwindigkeit dem Volum von a, dem Sinus des Winkels zwischen der Rotationsaxe und Linie ab direct und dem Quadrat der Entfernung ab umgekehrt proportional ist. Es wirkt also die wirbelnde Flüssigkeit auf das Theilchen b wie ein Stromelement, dessen Richtung mit der Axe des Wirbels zusammenfällt, auf einen im Punkt b befindlichen Magnetpol.

Eine andere Annahme, durch welche die magnetischen Erscheinungen auf die Bewegung eines den Raum erfüllenden magnetischen Fluidums zurückgeführt werden sollen, ist von Maxwell [2]) gemacht worden. Wir erwähnen nur die Grundzüge seiner Theorie. Er betrachtet dabei das magnetische Fluidum als eine elastische Flüssigkeit, die nach allen Seiten hydrostatischen Druck ausübt, und die bei ihrer Ausdehnung sich zusammenzuziehen strebt; die Bewegung derselben geht vom Nordpol aus zum Südpol hin.

Wenn die Kraftlinien zwischen den Polen zusammenlaufen, so findet eine Anziehung der Pole statt; wir können daher annehmen, dass das magnetische Fluidum sich dann in der Richtung der Kraftlinien in einem Zustande der Ausdehnung befindet, und gewissermaassen wie ein gespanntes Seil verhält. Hierdurch wird der Druck der Theilchen des Fluidums gegen einander in äquatorialer Richtung grösser als in axialer. Den Grund davon findet Maxwell in einer Rotation des Fluidums um Axen, welche mit den Kraftlinien zusammenfallen. Die so erzeugten Wirbel entsprechen den Ampère'schen Molekularströmen; ihre magnetische Polarität an den Enden der Rotationsaxe hängt von der Richtung der Rotation ab. Die Geschwindigkeit am Umfange der Wirbel muss der Intensität der magnetischen Kraft, die Dichtigkeit des rotirenden Mediums in den verschiedenen, in das Magnetfeld gebrachten Körpern der magnetischen Inductionsfähigkeit derselben proportional sein. — Durch die Rotation wird der Druck in dem magnetischen Medium in der Richtung der Rotationsaxe kleiner als in der darauf senkrechten Richtung. Die Kraftlinien sind also Linien des kleinsten Druckes. Diese Druckdifferenz wird proportional sein dem Quadrat der bewegenden Kraft an dem betreffenden Punkte. Be-

---

[1]) Helmholtz, Crelle's Journ. Bd. LV, S. 1. 1859.* — [2]) Maxwell, Phil. Mag. [4] Vol. XXI, p. 161. 281. 338. 1861; Vol. XXIII, p. 12. 85. 1862.*

findet sich ein Nordpol zwischen den Polen eines festen Magnetes, so gehen von ihm Kraftlinien aus, welche gleiche Richtung mit den vom Nordpol zum Südpol des festen Magnetes laufenden Kraftlinien besitzen. Die Geschwindigkeit der Wirbel wird auf der Seite dieses letzteren Poles beschleunigt, ebenso wie sie auf der Seite des Nordpoles verzögert wird; daher bewegt sich der Nordpol zum Südpol des Magnetes hin. Wird an Stelle des Nordpoles ein Südpol gesetzt, so laufen von diesem die Kraftlinien in entgegengesetzter Richtung; es tritt also gerade das umgekehrte Verhalten ein. Aus derselben Betrachtung würde folgen, dass Körper, die im Magnetfeld stärker magnetisch erregt werden, als die Umgebung, sich zu Orten grösserer magnetischer Intensität, Körper, die schwächer erregt werden, zu Orten kleinerer Intensität hinbewegen; dass die Abstossung eines Magnetpoles durch einen gleichnamigen Pol umgekehrt dem Quadrat der Entfernung entspricht. Ferner sollte die Anziehung zweier Pole in magnetischen Medien kleiner sein, als in schwächer magnetischen. Umgekehrt sollte die Anziehung zweier Stromesleiter sich verhalten.

Da die, neben einander um parallele Axen rotirenden Massen des magnetischen Fluidums sich gegenseitig in ihrer Bewegung stören würden, so macht Maxwell die Annahme, dass zwischen ihnen Partikel liegen, welche äusserst klein und in äusserst geringer Masse vorhanden sein sollen, die für sich keine Bewegung erhalten, sondern gewissermaassen wie Transmissionsräder von den magnetischen Wirbeln in eine ihrer Rotation entgegengesetzte Drehung versetzt werden; so dass also jeder Wirbel vermittelst dieser Transmission einen benachbarten Wirbel in gleicher Richtung mit der ihm schon ertheilten Drehung weiter zu drehen strebt. Die Zwischenpartikel könnten in irgend einer Richtung fortgeführt werden; ihre Bewegung soll einen elektrischen Strom darstellen. In jedem einzelnen Körpermolekül sollen sie sich ohne Reibung zwischen den Wirbeln bewegen; werden sie aber in andere Moleküle übergeführt, so sollen sie sich reihen, und dadurch soll Wärme erzeugt werden. Werden solche Zwischenpartikel in einer bestimmten Richtung durch eine Kraft zwischen den umgebenden magnetischen Massen bewegt, so werden sie dieselben umgekehrt in eine Rotation versetzen, welche auf der den Zwischenpartikeln zugekehrten Seite im gleichen Sinne mit der Bewegung der Zwischenpartikel stattfindet. Auf diese Weise soll sich die Anordnung der Magnetkraftlinien um einen Stromesleiter herum erklären.

Würde sich zwischen den magnetischen Wirbeln, welche durch die im Strom bewegten Zwischenpartikel erregt werden, eine andere, noch ruhende, der bewegten Reihe von Zwischenpartikeln parallele Reihe gleicher Moleküle befinden, so würden zunächst neben den bewegten Partikeln magnetische Wirbel entstehen, welche ihre Bewegung auf die zweite Reihe der Partikel übertragen. Diese würden sich dadurch in entgegengesetzter Richtung fortschieben, wie die erste Reihe; ihre Bewegung entspräche einem inducirten Strome, der so lange andauerte, bis die magnetischen Moleküle auf der anderen Seite der Partikel eine gleiche Drehungsgeschwindig-

keit erlangt hätten, wie die Moleküle zwischen der ersten und zweiten Reihe der Partikel. Der inducirte Strom dauerte also an während der Mittheilung der Bewegung der magnetischen Wirhel durch die zwischenliegende Reihe der Partikel. Wird in ähnlicher Weise ein Stromesleiter oder ein Magnet in der Nähe eines Leiters bewegt, so ändert sich die Rotationsgeschwindigkeit der Wirbel, und auch so können die Zwischenpartikel bewegt werden, und es kann ein inducirter Strom entstehen. Die tangentiale Kraft also, mit welcher die hewegten magnetischen Moleküle auf die Partikel drücken, würde die elektromotorische Kraft, der Druck der Partikel gegeneinander, die Spannung zwischen ihnen darstellen. — Auch die magnetische Drehung der Polarisationsebene leitet Maxwell von derselben Hypothese ab; indem er herechnet, auf welche Weise transversale Schwingungen verändert werden, die sich durch ein rotirendes Medium fortpflanzen; er findet, dass die Drehung proportional ist der magnetischen Kraft in der Richtung des Lichtstrahles, der Dicke der Substanz, dem Brechungsindex des Strahles, dem mittleren Radius der Wirbel, der mittleren magnetischen Inductionsfähigkeit und umgekehrt dem Quadrat der Wellenlänge in der Luft. — Jedenfalls ist die Annahme der elektrischen Zwischenpartikel zwischen den magnetischen Massentheilen sehr gewagt; wir müssen deshalh auf die Originalabhandlung verweisen, sowohl in Bezug auf die, aus dieser Annahme folgenden Rechnungen, als auch in Bezug auf die Beziehungen zwischen den elektromotorischen Phänomenen und den elektrostatischen Ladungen der Körper, bei denen eine Gestaltsveränderung der magnetischen Moleküle und eine Art elastischer Spannung derselben in Folge des Druckes der elektrischen, ungleich vertheilten Zwischenpartikel stattfinden und die Elasticität des magnetischen Mediums der des Lichtäthers gleich sein soll, so dass, abgesehen von Nehenumständen, die Inductionsfähigkeit eines dielektrischen Körpers dem Quadrat des Brechungsindex direct und der magnetischen Inductionskraft umgekehrt proportional wäre; ein doch noch sehr fraglicher Satz.

63. Zu Thl. II, §. 551. Inductionsströme bei Schwingungen von Stahlstäben. Eine sehr hübsche Art, schon durch sehr kleine Bewegungen eines Magnetes Inductionsströme zu erzeugen, ist von R. Grossmann [1]) angegeben worden. Ein 250^{mm} langer, 10^{mm} breiter und 3^{mm} dicker, stark magnetisirter Stahlstab wird in seiner Mitte in horizontaler Lage eingeklemmt. Unter sein eines Ende stellt man eine Inductionsspirale (z. B. die Inductionsspirale des du Bois'schen Schlittenapparates) und verbindet dieselbe mit einem Froschpräparat. Wird das andere Ende des Magnetes durch Streichen mit einem Violinhogen in Schwingungen versetzt, so werden in der Spirale abwechselnd gerichtete Ströme durch

[1]) Grossmann, Bericht über die Versammlung der Naturforscher in Wien im Jahre 1856. Wien 1858. S. 221; auch Abhandlungen der Berl. Akad. 1862. S. 101.*

die Bewegungen des Magnetes inducirt, der Muskel des Froschpräparats geräth in Tetanus. Wird der Magnet so gestrichen, dass er in mehreren Abtheilungen schwingt und dabei höhere Töne giebt, so bleibt der Muskel in Ruhe, da die Intensität der Inductionsströme geringer ist und dieselben vielleicht auch zu schnell auf einander folgen.

64. Zu Thl. II, §. 656. Rotationsmagnetismus. Die Einwirkung von Metallplatten auf das logarithmische Decrement der Schwingungen von Magnetstäben, welche in verschiedener Entfernung von ihnen schwingen, hat Abria [1]) bestimmt, indem er einmal horizontale Stäbe zwischen verticalen Platten, deren Ebene auf der Axe der Stäbe vertical stand, und dann über horizontalen Platten schwingen liess. Die von den Platten ausgehenden Kräfte, φ und ψ, drückt er in beiden Fällen durch die empirischen Formeln

$$\text{(I)} \quad \varphi = \frac{N}{e^{ax}\, x^{1,398}}, \qquad \text{(II)} \quad \psi = \frac{P}{e^{ay}\, y^{b} \left(1 + tg.\, \frac{\pi}{2}\, \alpha\, y\right)}$$

aus, wo N und P dem Moment der Nadeln, der Dicke und Leitungsfähigkeit der Platten proportionale Constante sind, a eine mit dem Durchmesser der Platten wachsende Constante ist, x und y den Abstand der Axe der Nadel, resp. von einer 0,43 der Dicke unter der Oberfläche der verticalen oder 0,33 der Dicke unter der Oberfläche der horizontalen Platten liegenden Schicht bedeutet, $\alpha = 0{,}427\, a$ ist. Bei Platten von Kupfer, Zink und Quecksilber findet Abria das Verhältniss der Kräfte φ wie 49,5 : 13,4 : 1.

65. Zu Thl. II, §. 720. Unterbrechung der inducirenden Ströme des Inductoriums in der Flamme. Rijke [2]) hat versucht, die Dichtigkeit der Elektricitäten an der Unterbrechungsstelle des Ruhmkorff'schen Inductoriums dadurch zu vermindern und die Dichtigkeit und Schlagweite des Inductionsstromes zu vergrössern, indem er die Unterbrechung in einer Flamme vornahm. Die Enden der inducirenden Rolle waren entweder (I) mit zwei Ringen von Platindrath verbunden, die man in der Flamme an einander hingleiten liess, oder (II) mit einer kleineren Metallplatte und einer Metallspitze verbunden, deren letztere als positive Elektrode diente und von ersterer abgehoben wurde. Die Funken der Inductionsrolle sprangen zwischen den Kugeln eines Funkenmikrometers über. So fanden sich die relativen Längen der Schlagweiten der Funken des letzteren, wenn die Unterbrechung des inducirenden Stromes geschah in

	Luft	Flamme von Alkohol	Wasserstoff	Leuchtgas
I.	1	2,395	7,110	7,173
II.	1	1,643	4,077	3,966.

[1]) Abria, Compt. rend. T. LIII, p. 964. 1861;* Ann. de Chim. et de Phys. T. LXV, p. 257. 1862.* — [2]) Rijke, Pogg. Ann. Bd. CXVII, S. 276. 1862.*

Bei Anwendung eines Fizeau'schen Condensators wird die Wirkung der Flamme viel geringer. Sie zeigt sich also um so schwächer, eine je grössere Schlagweite schon ohne sie erhalten wird.

Wurden die unter (11) angeführten Elektroden in verschiedenen Theilen der Flamme von einander getrennt, so ergaben sich die Schlagweiten

Luft	heissester Theil der Flamme	heller Theil	unterer Theil
21,9mm	23,5	54,45	70,85.

Es übt also der untere kälteste Theil der Flamme den grössten Einfluss aus.

Geschieht die Unterbrechung in nicht entzündetem Leuchtgas oder Wasserstoff, so findet man ebenfalls eine Zunahme der Schlagweite, die aber etwas kleiner ist, als wenn die Unterbrechung in dem kälteren Theil der Flamme geschieht. Geschah die Unterbrechung in Luft, Kohlensäure und Ammoniakgas, so verhielten sich die Schlagweiten wie 1 : 1,01 : 1,58 in Luft, Sauerstoff, Stickstoff und Chlor wie 1 : 1,096 : 1,057 : 0,872. Wird die Unterbrechung in bewegter, durch einen Blasebalg fortgetriebener Luft vorgenommen, so wird die Schlagweite grösser, ebenso ist sie, wenn die Unterbrechung unter ruhendem und bewegtem Wasser geschieht, in letzterem Falle bedeutender. — Der Grund dieser Aenderungen möchte derselbe sein, welchen wir schon Thl. II, §. 720 angeführt haben. Die Dauer der Entladung zwischen den getrennten Elektroden des inducirenden Drathes wird vermindert, die Dichtigkeit des Inductionsstromes vermehrt. — Die Verkürzung der Zeit bis zur völligen Unterbrechung des Schliessungskreises durch Einschaltung einer Flamme an der Unterbrechungsstelle kann man auch nachweisen, wenn man die Enden der Leitungsdräthe eines Schliessungskreises, der eine Drathspirale und eine Säule enthält, mittelst Handhaben mit den Händen verbindet. Trennt man die einander berührenden Enden der Leitungsdräthe in einer Flamme, so verläuft der gebildete Extrastrom in kürzerer Zeit, die Erschütterung durch denselben ist stärker, als wenn die Trennung in der Luft vorgenommen wird. Untersucht man aber hierbei die Wirkung der Extraströme für sich am Elektrodynamometer nach der Thl. II, §. 671 angegebenen Methode, so zeigt sich dieselbe gegen die Erwartung bei den verschiedenartigen Unterbrechungen als gleich (vgl. indess die Bemerkungen zu obigem §.). Ganz entsprechend fand sich bei Untersuchung der inducirten Ströme mittelst des Elektrodynamometers und des Riess'schen Luftthermometers, welches in den Schliessungskreis der Inductionsspirale eingefügt war, (welche man in letzterem Fall aus dickerem Drathe winden muss), eine fast gleiche elektrodynamische und thermische Wirkung bei Unterbrechung der inducirenden Ströme in der Luft und in der Flamme. Dieselben Erscheinungen zeigten sich, als die Unterbrechung des inducirenden Stromes in der Nähe eines Magnetes geschah, und dadurch dieselbe beschleunigt wurde. Bei Unterbrechung des inducirenden Stromes in der

Flamme erwiesen sich dagegen die physiologischen Wirkungen des Inductionsstromes geringer, als bei Unterbrechung in der Luft. Der Grund dieser Erscheinungen liegt wohl in der verschiedenartigen Schliessung des inducirten Stromes bei Beobachtung seiner verschiedenen Wirkungen, wodurch die Rückwirkung auf den inducirenden Kreis gleichfalls geändert wird.

66. Zu Thl. II, §. 732. Dauer der Lichthülle der Inductionsfunken. Lässt man einen Inductionsfunken auf eine jodirte Silberplatte schlagen, welche mit einer bestimmten Geschwindigkeit fortbewegt wird, so verzeichnet derselbe einen kleinen Punkt, der der hellleuchtenden Entladung entspricht. Hinter demselben zeigt sich ein bläulicher Schweif, der die Wirkung der Lichthülle darstellt [1]). Man kann aus der Länge des Schweifes sehr gut die Dauer der Entladung berechnen. Lässt man die Funken auf einen bewegten Papierstreifen fallen, so entstehen auf demselben kleine Löcher, deren Lage anzeigt, dass die leuchtende Entladung durchaus nicht von der mit den bewegten Körpern fortgerissenen Luftmasse abgelenkt wird.

67. Zu Thl. II, §. 748. Um geschichtetes Licht in Metalldämpfen zu erzeugen, kittet Faye [2]) in zwei gegenüber liegende Tubulaturen eines vierfach durchbohrten Glasballons einen horizontalen Eisenstab, der in der Mitte zu einer dünnen Schale ausgehöhlt ist. In diese wird das zu untersuchende Metall gelegt. Durch die dritte Tubulatur geht ein Messingstab, der in einigen Centimetern Entfernung über der Eisenschale in einer Kugel endet. Durch die vierte Tubulatur wird der Ballon mit Sauerstoff gefüllt. Man leitet nun durch den Eisenstab den Strom einer sehr kräftigen Säule; die Eisenschale in seiner Mitte geräth ins Glühen und das darauf befindliche Metall, z. B. Natrium, verdunstet und absorbirt den Sauerstoff. Durch den Raum, der nun bloss Metalldampf enthält, leitet man den Strom des Ruhmkorff'schen Apparates, indem man den Eisenstab und den Messingstab mit seinen beiden Elektroden verbindet. — Bei Anwendung von Natrium erschien das am Messingstab als positive Elektrode auftretende Licht gelb gefärbt und breit geschichtet; das negative Licht am Eisenstab war grünlich, theilte sich in der Mitte und zog sich gegen die Enden des Stabes hin. Dasselbe zeigte eine gegen die Längsrichtung des Eisenstabes senkrechte Schichtung. Bei Abkühlung des Eisenstabes wurde das positive Licht wie gewöhnlich röthlich. Zinkspäne an Stelle des Natriums ertheilten dem positiven Lichte eine schön blaue, aber schnell verschwindende Schichtung; Antimon färbte das Licht lila, Quecksilber grün, Cadmium dunkelgrün, Arsen lila, Schwefel schön blau. — Bei Anwendung von Schwefel und Arsen

---

[1]) Leroux, Compt. rend. T. LV, p. 889. 1862.* — [2]) Faye, Compt. rend. T. LIII, p. 493. 1861.*

theilte sich das positive Licht schon weit über dem erhitzten Eisenstab, um zu den mit blauem Glimmlicht bedeckten Enden desselben zu beiden Seiten seiner stark erhitzten Mitte hinzugehen. (Vergl. Thl. II, §. 763.)

68. Zu Thl. II, §. 750. Schichtung des elektrischen Lichtes. Quet und Segnin[1]) schliessen sich der von Riess aufgestellten Ansicht über die Ursache dieser Erscheinung nicht an, indem sie die Bildung dichterer und dünnerer Luftschichten auf die Vertheilung der Elektricitäten schon vor der eigentlichen Bildung eines Funkens zurückführen. Sie werden dazu durch die §. 763 mitgetheilten Influenzwirkungen und die §. 779 erwähnten Ladungserscheinungen der Geissler'schen Röhren geführt, welche man unter anderem auch erhält, wenn man eine Geissler'sche Röhre mit einem Stanniolblatt umwickelt, dieses zur Erde ableitet und nun die eine Elektrode des Rohres mit dem Conductor einer Elektrisirmaschine verbindet. Stellt man nachher eine Verbindung zwischen der Elektrode und dem Stanniolblatt her, so zeigt sich eine geschichtete Entladung, der bei wiederholter Verbindung noch mehrere schwächere folgen können. Quet und Seguin nehmen deshalb an, durch die Vertheilung der Elektricität von den Elektroden aus theile sich die Gasschicht zwischen ihnen, wie ein anderer fester, der Influenz ausgesetzter schlechter Leiter in einzelne, von den Elektroden aus immer schwächer elektrisirte, abwechselnd positiv und negativ geladene Schichten. Indem nun die entgegengesetzten Elektricitäten sich anziehen, bewegen sich zugleich die mit ihnen beladenen Gasschichten; dieselben verdichten sich deshalb zwischen der ersten positiven und negativen Schicht, verdünnen sich zwischen der ersten negativen und zweiten positiven Schicht u. s. f.

Bei gehöriger Verdichtung entladen sich die Elektricitäten in Funkenform durch die verdichteten Schichten, da die Anziehung der Elektricitäten bei ihrer Annäherung in denselben schneller zunimmt, als dabei die der Verdünnung proportionale Leichtigkeit der Durchbrechung der verdünnten Luftschichten abnimmt.

In dem §. 731 und 771 beschriebenen Versuch, bei welchem Kohlenpulver durch die hindurchgehende Entladung des Ruhmkorff'schen Apparates geschichtet wird, sehen Quet und Seguin eine Bestätigung ihrer Theorie. Dass die Schichtung bei Verdünnung des Gases leichter hervortritt und breiter wird, erklären sie aus der grösseren Schlagweite, welche die gleichen Elektricitätsmengen in verdünnteren Gasen haben. — Bei Anwendung von Metalldämpfen erhält man nach Faye ebenfalls breitere und schwächer gezeichnete Streifen. Es entspricht dies der mitgetheilten Theorie, da diese Dämpfe besser leiten, und so die abwechselnden positiven und negativen Schichten immer breiter werden müssen. — Der dunkle Raum an der negativen Elektrode scheint dieselbe Natur zu haben, wie die übrigen dunklen Schichten, da er durch alle Bedingungen, welche letztere abändern, in gleicher Weise abgeändert wird.

[1]) Quet und Seguin, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. LXV, p. 317. 1862.*

69. Zu ad Thl. II, §. 752. Die Aenderung der Intensität eines Stromes bei Einschaltung einer Geissler'schen Röhre mit der Verdünnung des Gases ist von Morren[1]) untersucht worden. Ein Galvanometer, welches in den Stromkreis gleichzeitig mit einer mit Wasserstoff gefüllten Röhre eingeschaltet war, zeigte erst bei einer Verdünnung des Gases bis zu 26^{mm} Druck eine Ablenkung; dieselbe nahm bei weiterer Verdünnung des Gases bis zu $2,8^{mm}$ Druck zu, und bei noch weiterer Verdünnung wieder ab.

Nach dem Wasserstoff findet am leichtesten noch bei Kohlensäure und Kohlenoxyd, indess erst bei stärkerer Verdünnung ein Durchgang des Stromes statt; Sauerstoff bedarf hierzu einer sehr starken Verdünnung, bei der indess plötzlich die Leitung in hohem Grade auftritt. — Auf diese Resultate könnten indess verschiedene Umstände einwirken, so die Leichtigkeit, mit der die Gase sich bewegen und mit der die elektrische Vertheilung in den Gasen sich herstellt, mit der sie durch die Funkenentladung durchbrochen werden, so wie das Auftreten alternirender Ströme u. s. f. Ein einfaches Maass für die Leitungsfähigkeit der Gase geben sie aber nicht.

70. Zu Thl. II, §. 765. Ungleiche Erwärmung der Elektroden der Geissler'schen Röhren. Gassiot[2]) leitete den Strom seiner Wasserbatterie oder eines Ruhmkorff'schen Inductoriums durch eine kleine, 3 Zoll lange, 1 Zoll weite Geissler'sche Röhre, in welcher sich im Abstand von einem Zoll zwei $\frac{1}{8}$ Zoll im Durchmesser haltende Metallkugeln als Elektroden befanden. Die negative Elektrode war mit hellem Licht umgeben, und zuweilen zeigte sich eine schwache geschichtete Entladung am positiven Pol. Bei Anwendung einer Grove'schen Säule von 400 Elementen zeigte sich dieselbe Erscheinung, doch bald nahm der Lichtschein an der negativen Elektrode an Ausdehnung zu, und die Elektrode wurde glühend. Eine Aluminiumelektrode schmolz in diesem Falle, während die positive Elektrode vollkommen blank blieb. In anderen Fällen, bei Anwendung von schwer schmelzbaren Elektroden, hohlen Kugeln von Messing oder Kugeln von Coakskohle erschien plötzlich, als die negative Elektrode rothglühte, eine helle geschichtete Entladung, und nun wurde die negative Elektrode dunkel, die positive erglühte dagegen, und die Säure in der Säule entwickelte grosse Mengen salpetrichter Säure. Gassiot schreibt diese Erscheinung auf einen Widerstand an der negativen Elektrode, der ihre Erhitzung und ihre Zersprengung bewirke. Sobald die elektromotorische Kraft der Säule stark genug werde, dass die continuirliche Entladung eintrete und deutliche Schichtung wahrzunehmen sei, kehre sich die Erscheinung um. Offenbar hängt dieselbe indess mit einer Aenderung der Art der Entladung zusammen, die vielleicht bei schwäche-

[1]) Morren, Compt. rend. T. LIV, p. 736. 1862. — [2]) Gassiot, Phil. Mag. [4] Vol. XXIV, p. 225. 1862.*

rer Intensität der Ströme grösstentheils in der gewöhnlichen Art durch das Gas stattfindet; dann aber, wenn die negative Elektrode heiss geworden ist, und dadurch leichter Theilchen von ihr losgerissen werden, unter Zunahme der Stromintensität in einem eigentlichen Lichtbogen durch die, in dem Raume zwischen den Elektroden verbreitete, besser leitende Masse derselben sich herstellt.

71. Zu Thl. II, §. 771. Mechanische Wirkung der Inductionsfunken. Faye[1]) hat mit Ruhmkorff's Apparat Glasplatten von 4,5 und 6 Centimeter Dicke durchbohrt; diese Durchbohrungen zeigten stets eine Zertheilung des Funkens in mehrere Theile; die seitlichen Theile gingen nicht durch die Glasmasse hindurch.

72. Zu Thl. II, §. 768. Chemische Wirkungen der Inductionsfunken und des geschichteten Lichtes. In Fluorsiliciumgas ist das Licht der Funken schön blau; das Spectrum desselben zeigt eine blaue Linie; das Gas zersetzt sich nur langsam. — Fluorborgas verhält sich ebenso. Mit Wasserstoff gemengt, zersetzen sich beide Gase durch den Strom des Inductionsapparates[2]).

Die Kohlenwasserstoffarten werden ebenfalls in den Geissler'schen Röhren zersetzt; sie geben Anfangs ein um so helleres Licht, je mehr Kohlenstoff sie enthalten, und setzen dann an den Elektroden Kohle ab. Bei grossem Kohlenstoffgehalt, z. B. bei Acetylen[3]) ist das negative Licht weiss (vergl. Thl. II, §. 754).

In einem mit Wasserstoff gefüllten Ballon erhält man bei Anwendung von Kohlenelektroden vermittelst sehr starker Ströme Acetylen C_4H_2; ebenso wie wenn man in demselben Gase zwischen den Kohlenelektroden einen Lichtbogen übergehen lässt. Es scheint also hier namentlich die hohe Temperatur die Bildung des Acetylens zu veranlassen[4]).

73. Zu Thl. II, §. 779. Alternirende Ströme in dem luftverdünnten Raum. Selbst in einem Capillarrohr werden alternirende Ströme, wenn dasselbe äquatorial über die Magnetpole gelegt wird, in zwei getrennte, durch die Loupe deutlich wahrnehmbare Lichtlinien zerlegt.

Alternirende Ströme treten auf, wenn ein Geissler'sches Rohr in der Mitte durch eine dünne Scheidewand von Glas getheilt ist, an der sich die Elektricitäten binden können. Auf den Magnet in äquatorialer Lage aufgelegt, zeigt ein solches Rohr in beiden Hälften einen doppelten Lichtstreifen; indem der Lichtstrom z. B. von der positiven Elektrode *A* (Fig. 394. a. f. S.) sich nach unten senkt, bis zur Glasscheidewand fort geht,

---

[1]) Faye, Compt. rend. T. LIII, p. 684. 1861;* vergl. auch Cosmos T. XIX, p. 397. 1861.* — [2]) Seguin, Compt. rend. T. LIV, p. 933. 1862.* — [3]) Morren, Compt. rend. T. XLVIII, p. 342. 1859;* T. LIV, p. 735. 1862.* — [4]) Berthelot. Compt. rend. T. LIV, p. 640; T. LV, p. 136. 1862.*

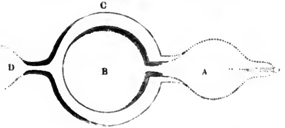
dort nach oben sich wendet und auf der oberen Seite des Rohres zur Elektrode zurückkehrt. Der Strom von der negativen Elektrode *B* nimmt den umgekehrten Weg, so dass es scheint, als ob zwei positive Ströme, der eine von der positiven Elektrode ausgehende an der unteren, der andere von der negativen Elektrode ausgehende an der oberen Seite des Rohres zwischen beiden Elektroden circulirten. Dabei zeigt sich in jeder der beiden Hälften der Glasröhre eine dunkle Stelle in dem Lichtstrome, welche da liegt, wo der positive Strom über die Glasscheidewand auf die andere Seite der Röhre getreten ist. — Wird die Röhre axial über die Magnetpole gelegt, so zeigen sich die entsprechenden Erscheinungen in der Horizontalebene; die dunklen Stellen liegen aber an derselben Seite des Rohres.

Bei Abtheilung der Röhre in drei Theile entstehen noch complicirtere Erscheinungen. Geissler formt solche sogenannte Inductionsröhren in

Fig. 394.



Fig. 395.



der Art, dass die die Elektroden enthaltenden kleinen Kugeln $A\,A_1$ (Fig. 395, in der nur das eine Ende des Apparates gezeichnet ist) durch engere Röhren mit grösseren Kugeln $B\,B_1$ verbunden sind, um die noch grössere Kugeln herumgeblasen sind, welche durch engere Röhren sich mit einer grösseren elliptischen Glaskugel *D* vereinen und so mit dieser die mittlere Abtheilung des ganzen Rohres darstellen.

Plücker glaubt, dass diese Fortpflanzung der Induction durch die schlechtleitenden Glaswände möglicher Weise auch mit einer Fortpflanzung der elektrischen Vertheilung von Theilchen zu Theilchen zusammenhänge. Dieselbe liesse sich übrigens ebenso auf Vertheilung der Elektricitäten durch den Nichtleiter und abwechselnde Ladung und Entladung zurückführen, wie z. B. der Funkenstrom, welcher zwischen gegenüberliegenden Belegungen zweier nahe einander parallel aufgestellten Franklin'schen Tafeln übergeht, deren äussere Belegungen mit den Enden der Inductionsrolle verbunden sind.

Alternirende Ströme erhält man auch, wenn an ein weiteres Geissler'sches Rohr, in dessen Enden sich die Elektroden befinden, seitlich oder an dem Ende des weiteren Rohres selbst, hinter der einen Elektrode ein engeres, an seinem anderen Ende zugeschmolzenes Rohr angeschmolzen ist. Die Wände des engen Rohres laden sich dann mit der einen oder anderen Elektricität und entladen sich wieder rückwärts [1]).

Solche recurrente Ströme treten stets ein, wenn die Entladung aus einer weiteren in eine engere Abtheilung einer Geissler'schen Röhre übertritt. Sie verdanken hier jedenfalls ihren Ursprung ebenfalls einer statischen Ladung und darauf folgenden Entladung der Glaswände. Da eine solche bei metallischen Leitern nicht stattfindet, so wird auch eine Bildung alternirender Ströme beim Uebertritt des galvanischen Stromes aus einem dicken in einen dünnen Drath nicht wahrzunehmen sein.

Auch in dem negativen Licht, welches sich stets zu magnetischen Curven ordnet, findet Plücker recurrente Ströme, welche von der Elektrode zur Glaswandung hin und von dort wieder zurückfliessen.

Die in den mittleren Theilen der Geissler'schen Inductionsröhren sich bildenden alternirenden Ströme sind besonders geeignet zur Untersuchung der Gasspectra, da in ihnen kein Absatz von Metallspiegeln durch Zerstäubung der Masse der negativen Elektrode eintritt. Man braucht dann nur den mittleren Theil der Röhren zu einem Capillarrohr zu verengen.

Da sich hier bei Zersetzung der Gase ihre Bestandtheile nicht mit den Elektroden verbinden, so ist das Spectrum aus den Spectren beider Bestandtheile zusammengesetzt; so z. B. das Spectrum des Wasserdampfes aus dem des Wasserstoffs und Sauerstoffs u. s. f.

Wird eine dieser Röhren mit Luft oder Kohlenoxyd und Spuren von Wasserdampf gefüllt und dann sehr stark evacuirt, so verschwindet allmälig das den ersteren Gasen entsprechende Licht, und es tritt dafür die rothe, dem Wasserstoff eigenthümliche Färbung hervor, welcher also scheinbar allein den Strom leitet. Bei weiterer Verdünnung erbleicht auch das rothe Licht, indem zuerst die rothen Strahlen verschwinden und nur noch die brechbareren Strahlen übrig bleiben.

74. Zu Thl. II, §. 826. Arbeitsleistungen des Stromes. Eine Reihe von theoretischen Betrachtungen und Untersuchungen über die Arbeitsleistungen des Stromes, über die Beziehungen zwischen der elektromotorischen Kraft und der bei den chemischen Processen in der Kette stattfindenden Wärmeentwickelung, welche letztere durch die Messung der ersteren bestimmt wird, über die zur Zersetzung von Salzen in Lösung erforderlichern Wärmemengen u. s. f. sind von Marié Davy [2]) angestellt worden. Zur Bestimmung der Einheit der elektromotorischen Kraft dient ihm die Kraft einer Smee'schen Kette, in welcher die bei der Entwickelung von

[1]) Plücker, Pogg. Ann. Bd. CXVI, S. 27. 1862.* — [2]) Marié Davy, Compt. rend. T. LII, p. 732. 845. 968; T. LIII, p. 787. 1058; T. LIV, p. 1103. 1862.*

1 Grm. Wasserstoff entwickelte Wärmemenge gleich 18510 Wärmeeinheiten im Mittel ist. Die störenden Einflüsse, welche auf die elektromotorische Kraft dieser Kette einwirken, die Aenderungen der Temperatur, der Concentration und Reinheit der Erregerflüssigkeiten, die Polarisation in dieser Kette u. s. f. möchten diese Wahl als keine glückliche erscheinen lassen. Ebensowenig scheint es sicher, dass die Untersuchungen von M. Davy so durchgeführt sind, dass sie wirklich die beabsichtigten Resultate geben. Namentlich scheinen bei denselben unter Anderem die von Bosscha hervorgehobenen Einflüsse der Allotropie der Ionen nicht berücksichtigt zu sein (vergl. Thl. II, §. 820 u. folgde. und auch Nachtrag zu §. 108). Wir verweisen deshalb in Bezug auf diese Arbeiten auf die Originalabhandlungen.

Namenregister.

Die römischen Ziffern bezeichnen die Bände, N. die Nachträge, die arabischen Ziffern die Paragraphen des Werkes.

A.

B.

C.

D.

E.

H.

I. J.

L.

M.

N.

Q.

R.

S.

T.

V.

W.

Sachregister.

Erster Band.

I. Allgemeine Gesetze der Elektricitätserregung durch Berührung heterogener Körper. Grundgesetze des galvanischen Stromes.

74*

III. Beziehungen des Galvanismus zur Wärme.

IV. Wechselbeziehungen zwischen dem Galvanismus und den mechanischen Veränderungen der Körper.

Zweiter Band.

I. Elektrodynamik.

Erstes Capitel. Anziehung und Abstossung galvanischer Ströme.

Zweites Capitel. Verhalten der galvanischen Ströme gegen die Erde.

II. Elektromagnetismus.

Erstes Capitel. Allgemeine Theorie des Magnetismus. Verhalten der Magnete gegen galvanische Ströme.

III. Magnetisches Verhalten aller Körper.

IV. Induction.

Schlussbetrachtungen.

B e r i c h t i g u n g e n.

Band I.

Seite 61 Citat 4 lies Hachette statt Bachette.
73 Citat 1 lies II statt I.
93 Zeile 12 v. o. lies $Pt_O | Pt + Pt | Pt_H$.
143 Citat 2 hinzuzufügen Pogg. Ann. Ergänzungs-Band IV, S. 456*.
190 Zeile 20 v. o. lies kleiner statt grösser.
197 Zeile 13 v. o. hinzuzufügen $ZkOSO_3$.
292 zu „Dichtigkeit des Stromes" Citat: Jacobi, Pogg. Ann. Bd. XLVIII, S. 44. 1839*.
345 Zeile 4 v. o. hinzuzufügen: Die Elektrolyse von $KO, 2CrO_3$ folgt übrigens vollständig aus der Zersetzung der wässerigen Lösung durch Hittorf (§. 230).
353 lies meist statt sämmtlich.
407 in den Kreisen der Figur oben rechts sind + und — zu vertauschen.
430 Zeile 7 v. o. hinzuzufügen: Einen Uebergangswiderstand können auch Gasschichten darbieten, die sich an den Elektroden abscheiden.
500 Zeile 5 v. o. lies Glasschichten statt Gasschichten.
540 Zeile 24 v. o. lies 389 statt 387.
541 Zeile 4 v. u. lies 2034 statt 234.
565 Zeile 1 hinzuzufügen: Die thermoelektromotorische Kraft Cu — Bi ist nach Regnauld (§. 136) $\frac{1}{178}$ *D*.
585 zu Citat 1 hinzuzufügen: Nobili, Bibl. univ. T. XXXVII, p 118.
596 zu Citat 3 hinzuzufügen: Pogg. Ann. Ergänzungs-Band IV, S. 511*.
621 Zeile 7 v. o. lies 57,5 statt $5\frac{3}{4}$.
645 Zeile 9 und 10 v. o. „positiv" und „negativ" sind zu vertauschen.
662 Zeile 10 v. u. lies Schwefelsaures Natron statt Schwefelnatron.
Zeile 16 v. u. lies 376,8 statt 367,8.

Band II.

Seite 111 Zeile 7 v. u. lies $\lambda\lambda_1$ statt λ_1
112 Zeile 4 v. o. lies $\sqrt{\frac{1}{2} i_1 \lambda_1} \alpha$ statt $\frac{1}{2} i_1 \lambda$.
150 hinzuzufügen Citat zu §. 137: Quet, Compt. rend. T. XXXIV, p. 805. 1852*.
165 Zeile 1 v. o. lies $3 l^2$ statt $3 l^3$.
202 Zeile 20 v. u. lies *a* statt *w*.
236 Zeile 6 v. u. lies Tangente statt Sinus.
392 Zeile 12 v. u. lies $\int_0^s$ statt $\int_0^f$.
397 Zeile 20 v. o lies Magneten statt Elektromagneten.
877 Zeile 18 v. u. lies SO_3, NO_5 statt NO_3, NO_5.